

**Untersuchung
der Eigenschwingungen in dünnen
einkristallinen Schichten magnetisierter
Ferrite im Mikrowellenbereich**

Dissertation
zur
Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs
der
Abteilung für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Werner Faber
Roth

Bochum 1979



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546403_0048

UNTERSUCHUNG DER EIGENSCHWINGUNGEN IN DÜNNEN EINKRISTALLINEN
SCHICHTEN MAGNETISierter FERRITE IM MIKROWELLENBEREICH

DISSERTATION
ZUR
ERLANGUNG DES GRADES EINES
DOKTOR-INGENIEURS
DER
ABTEILUNG FÜR ELEKTROTECHNIK
AN DER RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

VON
WERNER FABER

ROTH

BOCHUM 1979



Dissertation eingereicht am: 22.10.1979

Tag der mündlichen Prüfung: 19.12.1979

Referent: Prof. Dr. rer. nat. H. Severin

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. F. Haberey

INHALTSVERZEICHNIS

Verzeichnis der verwendeten Symbole	1
1. EINLEITUNG	4
2. MAGNETOSTATISCHE EIGENSCHWINGUNGEN IN DÜNNEN SCHICHTEN MAGNETISierter FERRITE	5
2.1 Grundlagen	5
2.2 Die Gleichgewichtslagen der Magnetisierung	6
2.2.1 Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Schicht	8
2.2.2 Äußeres Gleichfeld parallel zur Schicht	9
2.3 Das Anisotropiefeld	11
2.3.1 Definition der Anisotropiefeldstärke	11
2.3.2 Die Anisotropiefeldstärken bei äußerem Gleichfeld senkrecht und parallel zur Schicht	12
2.4 Die Form des Permeabilitätstensors unter Berücksichtigung der Kristallanisotropie	16
2.4.1 Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Schicht	17
2.4.2 Äußeres Gleichfeld parallel zur Schicht	18
3. DIE DISPERSIONSBEZIEHUNGEN VON MAGNETOSTATISCHEN WELLEN IN GESCHICHTETEN STRUKTUREN	20
3.1 Unendlich ausgedehnte Strukturen	20
3.1.1 Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Ferritschicht	21
3.1.2 Äußeres Gleichfeld parallel zur Ferritschicht	27
3.2 Strukturen endlicher Abmessungen	30
3.3 Berücksichtigung der Verluste	32
3.4 Berücksichtigung elektromagnetischer Ausbreitungsvorgänge	36

4. EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN	38
4.1 Meßverfahren und Meßaufbau	38
4.2 Meßergebnisse - Teil I: Eigenfrequenzen in Abhängigkeit von kristallographischen und geometrischen Parametern	41
4.2.1 Eigenschwingungsspektren einkristalliner Dünn- schliffe verschiedener Kristallorientierung	42
4.2.2 Eigenschwingungsspektren einkristalliner Dünn- schliffe und epitaktischer Schichten gleicher Kristallorientierung	45
4.2.3 Das Eigenschwingungsspektrum in Abhängigkeit von den geometrischen Abmessungen der Schichten	48
4.2.4 Einfluß einer metallischen Grundplatte auf das Eigenschwingungsspektrum	49
4.3 Meßergebnisse - Teil II: Eigenfrequenzen in Abhängigkeit von physikalischen Parametern	51
4.3.1 Das Verhalten bei höheren Leistungen	52
4.3.2 Temperatureinfluß	54
4.3.3 Magnetostriktive Eigenschaften	57
5. ANWENDUNGEN FÜR DIE PRAXIS	59
5.1 Messung der Kristallanisotropiekonstante	59
5.2 Unterdrückung störender Eigenschwingungen in Schichten endlicher Abmessungen	63
6. ZUSAMMENFASSUNG	70
7. LITERATURVERZEICHNIS	72
8. ANHANG	79

Verzeichnis der verwendeten Symbole

Vektoren werden durch einen über das Symbol gesetzten Pfeil gekennzeichnet, z.B. $\vec{A}$, Tensoren durch einen Doppelpfeil, z.B. $\overleftrightarrow{A}$, die zugehörige Matrix durch (A). Komplexe Größen werden unterstrichen, so auch die Phasoren zeitabhängiger Größen, z.B. $\vec{A}(t) = \text{Re}(\underline{\vec{A}} e^{j\omega t})$.

$\overleftrightarrow{A}$	Drehmatrix
$\vec{b}$	magnetische Wechselfeldinduktion
d	Ferritschichtdicke
$\overleftrightarrow{E}$	Drehmatrix
f	Frequenz des Mikrowellenfeldes
f_m	Frequenz des Modulationsfeldes
F	Freie Energie
F_A	Anisotropieenergie
F_N	Entmagnetisierungsenergie
F_u	uniaxiale Anisotropieenergie
F_Z	Zeemann-Energie
G_{ij}	Elemente der Matrix G (Gl. 2.14)
$\vec{h}$	magnetisches Wechselfeld der Maxwell-Gln.
$\vec{h}_a$	magnetisches Mikrowellenwechselfeld
$\vec{h}_A$	dynamischer Anteil der Anisotropiefeldstärke
h_m	niederfrequentes magnetisches Modulationsfeld
$\vec{H}$	Gesamt magnetfeld
$\vec{H}_-$	Gleichanteil des gesamten Magnetfeldes $\vec{H}$
$\vec{H}_a$	äußeres statisches Magnetfeld
$\vec{H}_i$	Feldstärke des inneren statischen Magnetfeldes
$\vec{H}_A$	Gesamtanisotropiefeld

$\vec{H}_A$	statischer Anteil der Anisotropiefeldstärke
$\vec{H}_N$	statisches entmagnetisierendes Feld
$J_{v,v'}$	Besselfunktion der Ordnung $v(v')$
k_{ij}	Ausbreitungskonstante im Medium j in Richtung i
k'_i	Phasenkonstante in Richtung i
k''_i	Dämpfungskonstante in Richtung i
K_1, K_2	Anisotropiekonstanten für kubische Kristalle
K_u	Anisotropiekonstante für uniaxiale Symmetrie
l	Ferritschichtbreite
L	Ferritschichtlänge
m	Ordnungszahl
$\vec{m}$	Wechselfeldmagnetisierung
$\vec{M}$	Gesamtmagnetisierung
$\vec{M}_S$	spontane Magnetisierung
$\vec{M}_-$	statischer Anteil der Gesamtmagnetisierung $\vec{M}$
n	Ordnungszahl
$\vec{N}$	Entmagnetisierungstensor
p	Ordnungszahl
R	Probenradius
s	Abkürzung ($s = \pm 1$) (Gl. 3.25)
t_1, t_3	Abstand Ferrit-Metallisierung
T	Temperatur
$\vec{u}_i$	Einheitsvektor in i -Richtung
v	Durchbiegung einer epitaktischen Schicht
V	Probenvolumen
x, y, z	Koordinatensystem der Probenberandung
x_1, y_1, z_1	Ruhelagesystem der Magnetisierung
x_2, y_2, z_2	Kristallhauptachsensystem

α	Dämpfungsfaktor
α, β	Winkel im Kristallhauptachsensystem
γ	gyromagnetisches Verhältnis
ϵ_{ri}	relative Dielektrizitätskonstante des Mediums i
ΔH	Linienbreite
$\overline{\Delta H}$	effektive gemessene Linienbreite
θ_2	Winkel im Kristallhauptachsensystem
θ_{20}	Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung $\vec{M}$
λ	Wellenlänge
λ_{111}	Magnetostruktionskonstante in [111]- Richtung
λ_g	Hohlleitungswellenlänge
$\overset{\rightarrow}{\mu}$	Permeabilitätstensor im x,y,z - System
μ_{ij}	zugehörige Elemente
$\overset{\rightarrow}{\mu} \overset{\rightarrow}{1}$	Permeabilitätstensor im x_1, y_1, z_1 - System
μ_{ij}^1	zugehörige Elemente
μ_0	Permeabilitätskonstante des Vakuums
ν	Ordnungszahl der Besselfunktion
$\sigma_{\nu, n}$	n-te Nullstelle der Besselfunktion der Ordnung ν
ϕ	Drehwinkel (Abb. 2.26)
ϕ_2	Winkel im Kristallhauptachsensystem (Abb. 2.1)
ϕ_{20}	Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung $\vec{M}$
ψ	Winkel im Koordinatensystem der Probenberandung
Φ	magnetisches Wechselfeldpotential
ω	Kreisfrequenz
Ω_x, Ω_y	Abkürzungen (Gl. 2.26)

1. EINLEITUNG

Im Bereich der Meter und Dezimeterwellen haben in den letzten Jahren Bauelemente, die die akustischen Oberflächenwellen (SAW) nutzen stark an Bedeutung gewonnen [1]. Ihr Einsatz oberhalb 1 GHz wird einerseits durch die Abmessungen der anregenden Interdigitalstruktur, andererseits durch eine hohe Fortpflanzungsdämpfung beschränkt [2]. Die Möglichkeit, Oberflächenwellen auch im Mikrowellenbereich anzuwenden, ergibt sich durch die magnetostatischen Wellen (MSW), wobei zudem nichtreziproke Effekte [3,4] ausgenutzt werden können. Ausbreitungskonstante, Geschwindigkeit und Feldverteilung dieser Wellen sind über die tensorielle Permeabilität durch ein statisches Magnetfeld steuerbar [5]. Ihre Anregung ist relativ einfach [6,7], die Dämpfung bezogen auf die Laufzeit geringer als bei akustischen Oberflächenwellen oder einem Koaxialkabel dieses Frequenzbereichs [8].

Die Fähigkeit, verlustarme einkristalline epitaktische YIG-Schichten herzustellen [9-11], ermöglicht die Entwicklung kostengünstiger, platzsparender Bauelemente unter Ausnutzung von magnetostatischen Wellen. Anhaltswerte zur Dimensionierung solcher Bauelemente sind bisher kaum bekannt. Dies gilt sowohl hinsichtlich Abmessungen der Schichten als auch der physikalischen Parameter wie Kristallorientierung, Richtung des statischen Magnetfeldes, Temperaturgang und zulässige Hochfrequenzleistung. Hinzu kommen Schwierigkeiten, die sich durch die endliche Größe der Schichten und das innere inhomogene statische Magnetfeld ergeben [12,13].

In der vorliegenden Arbeit werden für verschiedene Kristallorientierungen und Magnetisierungsrichtungen die Ausbreitungskonstanten in magnetostatischer Näherung berechnet und mit Messungen verglichen. Dabei wird es durch die Wahl unterschiedlicher Abmessungen der Schichten möglich, Aussagen über die Leistungsfähigkeit der magnetostatischen Näherung zu machen. Die für verschiedene Kristallorientierungen und Magnetfeldrichtungen gemessenen Eigenschwingungsspektren einkristalliner Dünnschiffe und epitaktischer Schichten werden einander gegenübergestellt. Schließlich wird noch gezeigt, wie die Kristallanisotropiekonstante aus Messungen an planaren Strukturen gewonnen und wie unerwünschte Eigenschwingungen vermieden werden können.

2. MAGNETOSTATISCHE EIGENSCHWINGUNGEN IN DÜNNEN SCHICHTEN MAGNETISierter FERRITE

2.1 Grundlagen

Ein einzelner magnetischer Dipol in einem magnetischen Gleichfeld hat eine Eigenfrequenz. Ein Gitter aus N Dipolen, die miteinander wechselwirken, weist N Eigenschwingungen und damit N Eigenfrequenzen auf. In einem ferromagnetischen Festkörper gibt es ungefähr 10^{22} Dipole/cm³, die durch Austausch- und magnetische Dipolfelder untereinander, sowie durch die Spin-Bahn Wechselwirkung mit Gitter-Schwingungen gekoppelt sind [14]. Um erfolgreich die Eigenschwingungen dieses komplexen Systems beschreiben und seine Eigenfrequenzen berechnen zu können, macht man einschränkende, physikalisch sinnvolle Annahmen. Dabei dient die Wellenlänge einer Eigenschwingung des magnetischen Gitters als Ordnungsparameter, da ihre Größenordnung vornehmlich durch einen der möglichen physikalischen Prozesse bestimmt wird (Austausch-, Dipolfelder, elektromagnetische Ausbreitungsvorgänge) [15].

Ist die Wellenlänge vergleichbar der magnetischen Gitterkonstanten ($\approx$ kristallographische Gitterkonstante), ändert sich die Wechselfeldmagnetisierung sehr stark mit dem Ort. Dann können Entmagnetisierungseinflüsse des Wechselfeldes und elektromagnetische Ausbreitungsvorgänge vernachlässigt werden. Man spricht in diesem Falle von "Spinwellen" oder gelegentlich auch von "Austauscheigenschwingungen". Als elektromagnetische Eigenschwingungen bezeichnet man den anderen Grenzfall, in dem die Wellenlänge der Eigenschwingungen sehr groß wird und somit die Richtung der Spins sich erst über größere Entfernungen merklich ändert. Der Vorgang wird beschrieben durch die Maxwell'schen Gleichungen. Entmagnetisierungseffekte sind somit eingeschlossen, während die Austauschwechselwirkung nicht berücksichtigt wird. Zwischen den Wellenbereichen von Spinwellen und elektromagnetischen Eigenschwingungen liegt der Bereich der sogenannten magnetostatischen Eigenschwingungen. Er ist gekennzeichnet durch Vernachlässigung von elektromagnetischen Ausbreitungsvorgängen und Austauschwechselwirkung.

Von B.A. Auld [16] wurde nachgewiesen, daß bei magnetostatischen Eigen-

schwingungen das elektrische Wechselfeld gegenüber dem magnetischen in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Eigenfunktionen und -werte lassen sich daher aus den Feldgleichungen der Magnetostatik

$$\text{rot } \vec{H} = 0 \quad \text{und} \quad \text{div } (\vec{H} + \vec{M}) = 0 \quad (1.1)$$

gewinnen. Zerlegt man $\vec{H}$ und $\vec{M}$ in einen zeitunabhängigen und zeitabhängigen Anteil gemäß

$$\vec{H} = \vec{H}_- + \vec{h}(t) \quad \text{und} \quad \vec{M} = \vec{M}_- + \vec{m}(t) \quad (1.2)$$

so können die Gln. (1.1) in zwei voneinander unabhängige Gleichungssysteme aufgeteilt werden, nämlich in

a) Gleichungen für den statischen Anteil

$$\text{rot } \vec{H}_- = 0, \quad \text{div } \vec{H}_- = - \text{div } \vec{M}_-, \quad (1.3)$$

und

b) Gleichungen für den dynamischen Anteil

$$\text{rot } \vec{h} = 0, \quad \text{div } \vec{h} = - \text{div } \vec{m} \quad (1.4)$$

die zusammen mit der Materialbeziehung

$$\vec{m} = (\underline{\underline{\mu}} - 1) \vec{h} \quad (1.5)$$

und daher

$$\text{div } (\underline{\underline{\mu}} \vec{h}) = 0 \quad (1.6)$$

($\underline{\underline{\mu}}$ = Permeabilitätstensor, 1 = Einheitstensor)

Eigenfunktionen und Eigenwerte liefern.

2.2 Die Gleichgewichtslagen der Magnetisierung

Die Gleichgewichtslagen der Magnetisierung bestimmen sich aus den Minima der Freien Energie F des magnetisierten Kristalls. Da das Austauschfeld stets sehr groß im Vergleich zum äußeren statischen Feld ist, erhält man die Freie

Energie aus

$$F = F_A + F_Z + F_N + F_U . \quad (2.1)$$

Dabei ist F_A die kubische Anisotropieenergie, die als Funktion der Komponenten von $\vec{M} = M \vec{u}_M$ im Kristallhauptachsensystem x_2, y_2, z_2 (Abb. 2.1) darstellbar ist [17]. Die Wechselwirkungsenergie der Magnetisierung mit dem äußeren Gleichfeld $\vec{H}_a$ wird in der Zeemann-Energie $F_Z = \mu_0 \vec{M} \vec{H}_a$, die endlichen Abmessungen der Proben werden durch die Entmagnetisierungsenergie F_N berücksichtigt. Epitakti-

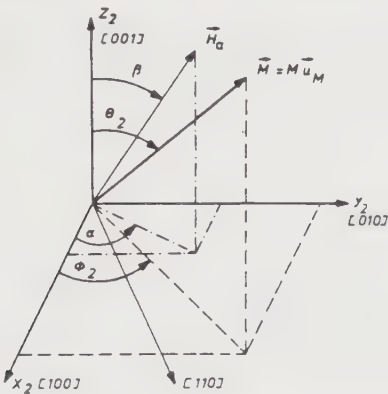


Abb. 2.1

Koordinatensystem zur Beschreibung der Gleichgewichtslage von $\vec{M}$.

sche YIG-Schichten weisen neben der kubischen Anisotropieenergie noch einen uniaxialen Wachstums- und Spannungs-Anisotropieanteil F_U auf [18]. Je nach Art des verwendeten Kristalls und seiner Orientierung im äußeren Gleichfeld (Abb. 2.1) bestimmen sich aus

$$\frac{\partial F}{\partial \theta_2} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial F}{\partial \phi_2} = 0 \quad (2.2)$$

die Gleichgewichtswinkel θ_{20} und ϕ_{20} der Magnetisierung. Mit Hilfe der höheren Ableitungen ist zu entscheiden, unter welchen Bedingungen ein Energieminimum vorliegt. Im folgenden wird zwischen der Magnetisierung senkrecht und parallel zur Schicht unterschieden. Die Zuordnung der Kristallebenen zur Basis-

ebene der Schicht (xy-Ebene in Abb. 2.2) wird jeweils angegeben.

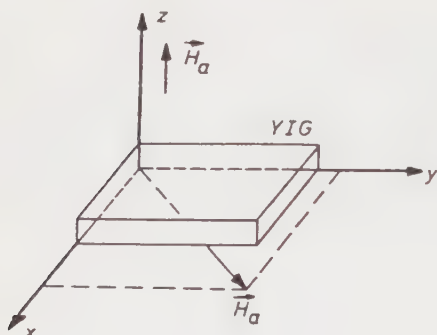


Abb.2.2

Äußeres Gleichfeld $\vec{H}_a$ senkrecht oder parallel zur Schicht.

2.2.1 Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Schicht

Wenn das äußere statische Magnetfeld senkrecht zur Schicht liegt, unterscheiden wir zwei Orientierungen der kristallographischen Achsen, nämlich

A) Äußeres Gleichfeld senkrecht zur (111)-Ebene.

Für die Freie Energie ergibt sich aus Gl. (2.1) mit den in Abb. 2.1 erklärten Winkeln

$$\begin{aligned}
 F_{[111]} = & \frac{K_1}{8} \left[\frac{1}{8} \{ 3 - 4 \cos(2 \vartheta_2) \} \{ 1 - \cos(4 \varphi_2) \} + 1 - \cos(4 \vartheta_2) \right] + \\
 & \frac{K_2}{128} \left[\left\{ 1 - \frac{1}{2} \cos(2 \vartheta_2) - \cos(4 \vartheta_2) + \frac{1}{2} \cos(6 \vartheta_2) \right\} \{ 1 - \cos(4 \varphi_2) \} - \right. \\
 & \left. \mu_0 H_a M \left[\cos \vartheta_2 \cos \beta + \sin \vartheta_2 \sin \beta \cos(\varphi_2 - \alpha) \right] \right] + \quad (2.3) \\
 & \frac{1}{2} \mu_0 M^2 \left[(\sin \vartheta_2 \sin \beta \cos(\alpha - \varphi_2) + \cos \vartheta_2 \cos \beta)^2 \right] - \\
 & \frac{K_u}{3} \left[\sin(2 \vartheta_2) \{ \sin \varphi_2 + \cos \varphi_2 \} + \frac{1}{2} \sin(2 \vartheta_2) \{ 1 - \cos(2 \vartheta_2) \} \right],
 \end{aligned}$$

wobei K_1 , K_2 die Anisotropiekonstanten für kubische Kristalle und K_u die

Anisotropiekonstante für eine durch Spannungen bedingte uniaxiale Symmetrie sind. Unter den für YIG gültigen Annahmen $K_1, K_2 < 0, K_u > 0$ ergeben sich aus Gl. (2.2) die Gleichgewichtslagen der Magnetisierung zu

$$\theta_2 = \theta_{20} = \arccos\left(\frac{1}{3}\right)^{1/2}, \quad \phi_2 = \phi_{20} = \pi/4. \quad (2.4)$$

Im Gleichgewicht liegt somit $\vec{M}$ in $[111]$ -Richtung.

B) Äußeres Gleichfeld senkrecht zur (110) -Ebene.

In diesem Fall werden im Experiment nur Dünnschliffe und keine epitaktischen Schichten untersucht. Da in Dünnschliffen eine uniaxiale Anisotropie nicht vorhanden ist, kann auf die Mitnahme von F_u in Gl. (2.1) verzichtet werden. Damit erhält man für die Freie Energie [19]

$$F_{[110]} = F_A - \mu_0 H_a M \sin \theta_2 \cos(\phi_2 - \alpha) + \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{2} \mu_0 M_-^2 \sin^2 \theta_2 \cos^2(\phi_2 - \alpha).$$

Daraus ergeben sich mit Gl. (2.2) die Gleichgewichtslagen

$$\phi_2 = \phi_{20} = \pi/4$$

und

$$a) \text{ für } H_a > M: \theta_2 = \theta_{20} = \pi/2$$

$$b) \text{ für } H_a < M: \theta_2 = \theta_{20} \text{ als Lösung der Gleichung}$$

$$- \mu_0 H_a M_- + \sin \theta_2 (\mu_0 M_-^2 - K_1 (1 - 3 \cos^2 \theta_2)) = 0. \quad (2.6)$$

Da im Experiment stets $H_a > M$ erfüllt ist, wird Fall b) nicht weiter untersucht. Die $[110]$ -Richtung ist somit die Gleichgewichtslage.

2.2.2 Äußeres Gleichfeld parallel zur Schicht

Wenn das äußere statische Magnetfeld in der Schicht liegt, beschränken wir uns auf den Fall, daß die (110) -Ebene Schichtebene ist. Da Messungen nur an

Dünnschliffen vorgenommen wurden, kann wiederum $K_U = 0$ gesetzt werden. Ferner wird $K_2 \ll K_1$ vernachlässigt. Damit hat man für die Freie Energie

$$F_{(110)} = F_A - \mu_0 H_a M_- \left[\sin \beta \sin \theta_2 \cos(\phi_2 - \alpha) + \cos \beta \cos \theta_2 \right] + \frac{1}{2} \mu_0 M_-^2 \sin^2 \theta_2 \cos^2(\pi/4 - \phi_2). \quad (2.7)$$

Gleichgewichtslagen (s. Abb. 2.1) sind

a) für $\beta = 0$ (d.h. $\vec{H}_a \parallel [001]$) und $H_a > \frac{2K_1}{\mu_0 M_-}$

$$\theta_{20} = 0, \quad \phi_{20} = -\pi/4$$

so daß $\vec{M}$ ebenfalls in $[001]$ -Richtung liegt.

b) für $\beta = \pi/2$, $\alpha = \pi/4$ (d.h. $\vec{H}_a \parallel [110]$) und $H_a > \frac{2K_1}{M_- \mu_0}$

$$\theta_{20} = \pi/2, \quad \phi_{20} = -\pi/4,$$

so daß $\vec{M}$ wiederum in Richtung von $\vec{H}_a$ liegt.

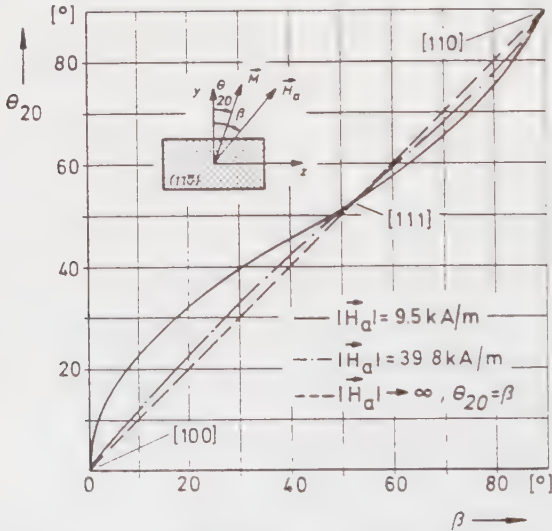


Abb. 2.3 Der Gleichgewichtswinkel θ_{20} des Magnetisierungsvektors $\vec{M}$ als Funktion des Winkels β der äußeren Feldstärke $\vec{H}_a$ zur y-Achse.

c) für beliebiges $\beta \neq 0, \pi/2$

θ_{20} ist eine Funktion von β und ergibt sich als Lösung der Gleichung

$$H_A \sin(\beta - \theta_{20}) + \left(-\frac{2K_1}{\mu_0 M}\right) \sin \theta_{20} \cos \theta_{20} (\cos^2 \theta_{20} - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{20}) = 0 \quad (2.8)$$

(Abb. 2.3), während

$$\phi_{20} = 0$$

ist.

2.3 Das Anisotropiefeld

Bei Magnetisierungsvorgängen erweist sich die Beschreibung der magnetischen Anisotropie durch das Anisotropiefeld $\vec{H}_A$ oft als zweckmäßig. Allerdings ist die in vielen Lehrbüchern [20,21,22] angegebene Definition

$$H_A^0 = \frac{1}{\mu_0 M} \left(\frac{\partial^2 F_A}{\partial \theta^2} \right)_{\theta=0}$$

nur anwendbar, wenn $\vec{M}$ in einer der Kristallhaupttrichtungen, für die $(\partial F_A / \partial \theta)_{\theta=0} = 0$ gilt, liegt [20]. Bei beliebiger Magnetisierungsrichtung ist eine Verallgemeinerung der obigen Definition erforderlich.

2.3.1 Definition der Anisotropiefeldstärke

Allgemein läßt sich die Kristallanisotropieenergie F_A als Wechselwirkungsenergie der Magnetisierung mit einem Magnetfeld $\vec{H}_A$ darstellen [22], indem man

$$F_A(x_2, y_2, z_2) = -\mu_0 \vec{H}_A \vec{M} \quad (2.9)$$

setzt. Bei dynamischen Vorgängen schreibt man für $\vec{H}_A$ zweckmäßig

$$\vec{H}_A = \vec{H}_A^- + \vec{h}_A$$

Dann bedeutet $-\mu_0 \vec{H}_A^- \vec{M}$ die Energie des Magnetisierungsvektors in der Ruhelage während $-\mu_0 \vec{h}_A \vec{M}$ der Energieänderung bei Präzession des Magnetisierungsvektors

Rechnung trägt. Um $\vec{H}_A$ zu bestimmen, nimmt man im Kristallhauptachsensystem eine virtuelle Verrückung von $\vec{M}$ vor. Dieser Anteil des Anisotropiefeldes errechnet sich dann aus

$$\vec{H}_A(x_2, y_2, z_2) = -(\text{grad}_{M_{x_2}, M_{y_2}, M_{z_2}}) \frac{F_A}{\mu_0} \quad (2.10)$$

Der andere Anteil $\vec{h}_A$, der kleine Abweichungen $d\vec{M}$ von $\vec{M}$ aus der Gleichgewichtslage berücksichtigt, ergibt sich aus

$$-\vec{H}_A \cdot \vec{M} = -\vec{H}_A \cdot \vec{M} - \left\{ \text{grad}_{M_{x_2}, M_{y_2}, M_{z_2}} (\vec{H}_A \cdot \vec{M}) \right\} \cdot d\vec{M}$$

zu

$$\vec{h}_A(x_2, y_2, z_2) = \vec{C} \cdot d\vec{M} \quad (2.11)$$

wobei der dreistufige Tensor $\vec{C}$ die Komponenten

$$C_{ij} = \text{grad}_{M_j} H_{Ai}, \quad i = x_2, y_2, z_2$$

hat.

2.3.2 Die Anisotropiefeldstärken bei äußerem Gleichfeld senkrecht und parallel zur Schicht

Während es üblich ist, die Kristallanisotropieenergie F_A im Kristallhauptachsensystem darzustellen, ist es zweckmäßig den Permeabilitätstensor in einem Koordinatensystem anzugeben, bei dem eine Achse mit der Richtung der statischen Magnetisierung zusammenfällt. Nur dann kann nämlich die Wechselfeldmagnetisierungskomponente parallel zur statischen Magnetisierung vernachlässigt werden. Daher müssen alle im Kristallhauptachsensystem (x_2, y_2, z_2) ausgedrückten Größen zunächst in das Ruhelagesystem (x_1, y_1, z_1) transformiert werden.

I. Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Schicht.

Die notwendige Transformation zwischen den beiden Koordinatensystemen

(Abb. 2.4) wird durch die Matrix $\vec{E}_\perp$ gemäß

$$\vec{R}(x_1, y_1, z_1) = \vec{E}_\perp(-\theta_{20}, \phi_{20}) \cdot \vec{R}(x_2, y_2, z_2) \quad (2.12)$$

gegeben. $\vec{R}(x_2, y_2, z_2)$ ist ein beliebiger Vektor, θ_{20} und ϕ_{20} dienen als Euler'sche Drehwinkel. Mit Gl. (2.10) erhält man für den Anteil $\vec{H}_A$ des Anisotropiefeldes

$$\vec{H}_A(x_1, y_1, z_1) = \vec{E}_\perp(-\theta_{20}, \phi_{20}) \cdot \left\{ -\text{grad}_{M_{x2}, M_{y2}, M_{z2}} \frac{F_A}{\mu_0} \right\}, \quad (2.13)$$

und mit Gl. (2.11) für den Anteil $\vec{h}_A$

$$\vec{h}_A = (\vec{E}_\perp \vec{C} \vec{E}_\perp^{-1}) \cdot \vec{m} = \vec{G} \cdot \vec{m} \quad (2.14)$$

wobei $\vec{m} = (m_{x1}, m_{y1}, 0)$ die Amplitude der Wechselfeldmagnetisierung im

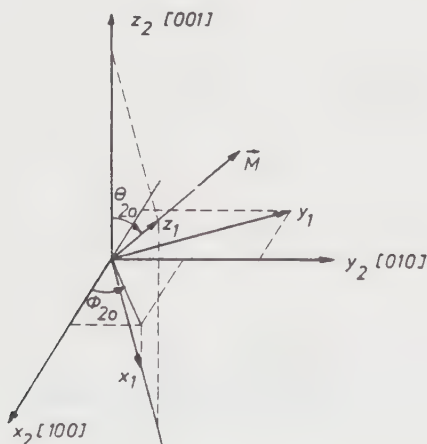


Abb. 2.4 Die Orientierung des Kristallhauptachsensystems x_2, y_2, z_2 zum Ruhelagesystem der Magnetisierung (x_1, y_1, z_1) . θ_{20}, ϕ_{20} sind Gleichgewichtswinkel.

Ruhelagesystem ist. Daraus folgt in den Spezialfällen

II) Äußeres Gleichfeld senkrecht zur (111)-Ebene,

$$\vec{H}_A(x_1, y_1, z_1) = \frac{4}{3\mu_0 M_-} \left[-K_1 - \frac{K_2}{6} + K_u \right] \vec{u}_{z1}, \quad (2.15)$$

$$\vec{h}_A = \vec{G} \cdot \vec{m} \text{ mit } G_{12} = G_{21} = 0,$$

$$G_{11} = G_{22} = \frac{2}{\mu_0 M_-^2} \left(\frac{K_2}{3} - K_u \right). \quad (2.16)$$

II) Äußeres Gleichfeld senkrecht zur (110)-Ebene

mit $K_u = 0$ (s.S.9),

$$\vec{H}_A(x_1, y_1, z_1) = - \frac{K_1}{\mu_0 M_-} \vec{u}_{z1}, \quad (2.17)$$

$$\vec{h}_A = \vec{G} \cdot \vec{m} \text{ mit } G_{12} = G_{21} = 0,$$

$$G_{11} = - \frac{1}{\mu_0 M_-^2} \left(-2 K_1 - \frac{K_2}{2} \right) \quad (2.18)$$

$$G_{22} = \frac{K_1}{\mu_0 M_-^2}.$$

II. Äußeres Gleichfeld parallel zur Schicht.

Die Transformation zwischen den beiden Koordinatensystemen (Abb. 2.5) erfolgt nach

$$\vec{R}(x_1, y_1, z_1) = \vec{e}_{11}(\theta_{20}(\beta), \phi_{20}) \cdot \vec{R}(x_2, y_2, z_2). \quad (2.19)$$

Entsprechend der Vorgehensweise bei äußerem Magnetfeld senkrecht zur Schicht

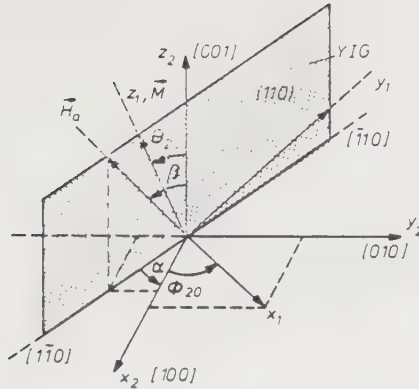


Abb.2.5 Die Orientierung des Kristallhauptsachsensystems (x_2, y_2, z_2) zum Ruhelagesystem der Magnetisierung (x_1, y_1, z_1) . θ_{20} , ϕ_{20} sind die Gleichgewichtswinkel.

(Gln. 2.13 und 2.14) ergeben sich die Anteile des Anisotropiefeldes zu

$$\vec{H}_A(x_1, y_1, z_1) = \frac{2K_1}{\mu_0 M_-} (\sin \theta_{20}) (\cos \theta_{20}) \left[\cos^2 \theta_{20} - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{20} \right] \vec{u}_{y1} - \frac{K_1}{\mu_0 M_-} \sin^2 \theta_{20} (1 + 3 \cos^2 \theta_{20}) \vec{u}_{z1}, \quad (2.20)$$

$$\vec{H}_A = \vec{G} \cdot \vec{m} \text{ mit } G_{12} = G_{21} = 0,$$

$$G_{11} = - \frac{2K_1}{\mu_0 M_-^2} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta_{20} \right), \quad (2.21)$$

$$G_{22} = - \frac{2K_1}{\mu_0 M_-^2} \left(1 - \frac{9}{2} \sin^2 \theta_{20} \cos^2 \theta_{20} \right).$$

Dabei ist $\theta_{20} = \theta_{20}(\beta)$ aus der Gleichgewichtsbedingung (2.8) zu bestimmen.

2.4 Die Form des Permeabilitätstensor unter Berücksichtigung der Kristallanisotropie

Die Bewegung des Magnetisierungsvektors $\vec{M}$ wird beschrieben durch die Bewegungsgleichung [24,25]

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{H} + \text{Dämpfung}, \quad (2.22)$$

γ = Gyromagnetisches Verhältnis

wobei $\vec{H}$ das gesamte auf die Magnetisierung wirkende Magnetfeld

$$\vec{H} = \vec{H}_i + \vec{H}_A + \vec{H} \quad (2.23)$$

ist. Das innere statische Magnetfeld

$$\vec{H}_i = \vec{H}_a + \vec{H}_A + \vec{H}_N \quad (2.24)$$

setzt sich aus dem äußeren Feld $\vec{H}_a$, dem Anisotropiefeld $\vec{H}_A$ und dem statischen Entmagnetisierungsfeld $\vec{H}_N$ zusammen. Das magnetische Wechselfeld $\vec{h}$ ergibt sich als Lösung der Maxwell'schen Gleichungen, schließt also somit die Wechselfeldentmagnetisierung ein. Bei harmonischer Zeitabhängigkeit des Wechselfeldes und bei Vernachlässigung von kleinen Größen 2. Ordnung erhält man aus Gl. (2.22) für die Magnetisierung

$$\vec{M} = M_- \vec{u}_{z1} + \vec{m} e^{j\omega t}, \quad \vec{m} = (m_{x1}, m_{y1}, 0).$$

Mit

$$\vec{m}(x_1, y_1, z_1) = (\vec{u}^{\leftrightarrow 1} - \vec{I}) \vec{h}(x_1, y_1, z_1) \quad (2.25)$$

ergeben sich die Komponenten des Permeabilitätstensors bei Vernachlässigung der Dämpfung zu

$$\begin{aligned} \mu_{11}^1 &= 1 + \frac{M_- \Omega_y}{\Omega_x \Omega_y - (\omega/\gamma)^2}, & \mu_{22}^1 &= 1 + \frac{M_- \Omega_x}{\Omega_x \Omega_y - (\omega/\gamma)^2} \\ \mu_{12}^1 &= \mu_{21}^{1*} = \frac{j\omega/\gamma M_-}{\Omega_x \Omega_y - (\omega/\gamma)^2} \end{aligned} \quad (2.26)$$

mit

$$\Omega_x = H_i - M_{-} G_{11}$$

$$\Omega_y = H_i - M_{-} G_{22} .$$

Das jeweils anstehende Randwertproblem wird zweckmäßig in dem der Probenberandung entsprechenden Koordinatensystem gelöst. Da dieses im allgemeinen nicht identisch mit dem Ruhelagesystem (x_1, y_1, z_1) ist, wird eine zusätzliche Transformation der physikalischen Größen notwendig, die durch die Matrix $\overleftrightarrow{A}$ vermittelt werde. Im Koordinatensystem der Probenberandung gilt daher

$$\vec{m}(x, y, z) = (\vec{\underline{u}} - 1) \vec{h}(x, y, z) \quad (2.27)$$

mit

$$\vec{\underline{u}} = \overleftrightarrow{A} \vec{\underline{u}}^1 \overleftrightarrow{A}^{-1} .$$

2.4.1 Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Schicht

Wie aus Abb. 2.6 ersichtlich, vermittelt die Matrix $\overleftrightarrow{A}$ eine Drehung des Ruhelagesystems (x_1, y_1, z_1) um den Winkel ϕ in das x, y, z -System. Daher lautet der

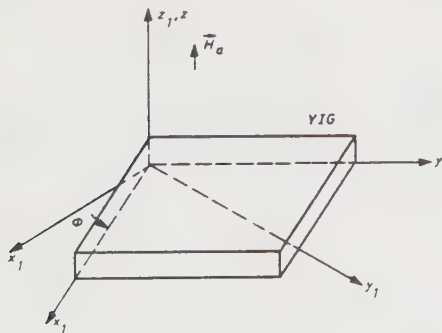


Abb. 2.6
Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Schicht. Orientierung des Koordinatensystems (x, y, z) zum Ruhelagesystem der Magnetisierung (x_1, y_1, z_1) .

$\overleftrightarrow{\underline{u}}$ Tensor in Gl. (2.27)

$$\underline{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & 0 \\ \mu_{12}^* & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

mit den Komponenten

$$\begin{aligned} \mu_{11} &= \mu_{11}^1 \cos^2 \phi + \mu_{22}^1 \sin^2 \phi \\ \mu_{22} &= \mu_{11}^1 \sin^2 \phi + \mu_{22}^1 \cos^2 \phi \\ \mu_{12} &= \mu_{12}^1 + \sin \phi \cos \phi (\mu_{22}^1 - \mu_{11}^1) \end{aligned} \quad (2.29)$$

Die Tensorkomponenten μ_{ij}^1 sind Gl. (2.26) zu entnehmen.

2.4.2 Äußeres Gleichfeld parallel zur Schicht

Die Transformation nach Gl. (2.27) erfolgt, für die durch den Winkel β gekennzeichnete Lage von $\vec{H}_a$, durch eine Matrix $\vec{A}$, die eine Drehung um den Winkel $(\pi/2 - \theta_{20}(\beta))$ um die x_1 -Achse bewirkt (Abb. 2.7). Damit hat der Tensor von

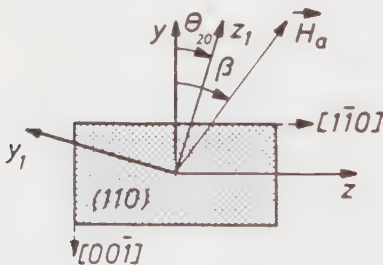


Abb. 2.7

Äußeres Gleichfeld parallel zur Schicht. Orientierung des Koordinatensystems (x, y, z) zum Ruhelagesystem der Magnetisierung $\vec{M}_1, \vec{M}_2, \vec{M}_3$.

Gl. (2.27) die Form

$$\vec{\underline{\mu}} = \begin{pmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{12}^* & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{13}^* & \mu_{23} & \mu_{33} \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

mit den Komponenten

$$\begin{aligned} \mu_{11} &= \mu_{11}^1, \mu_{12} = \mu_{12}^1 \sin \theta_{20}, \mu_{13} = \mu_{12}^{1*} \cos \theta_{20} \\ \mu_{22} &= \mu_{22}^1 \sin^2 \theta_{20} + \cos^2 \theta_{20} \\ \mu_{23} &= (1 - \mu_{22}^1) \cos \theta_{20} \sin \theta_{20} \\ \mu_{33} &= \mu_{22}^1 \cos^2 \theta_{20} + \sin^2 \theta_{20} \end{aligned} \quad (2.31)$$

Die Tensorkomponenten μ_{ij}^1 sind wiederum Gln. (2.26) zu entnehmen.

3. DIE DISPERSIONSBEZIEHUNGEN VON MAGNETOSTATISCHEN WELLEN IN GESCHICHTETEN STRUKTUREN

Die Theorie magnetostatischer Eigenschwingungen in Ellipsoiden, aufgestellt von Walker [26], wurde von Damon und Eshbach [27] erweitert auf unendlich ausgedehnte dünne Schichten mit dem äußeren statischen Magnetfeld parallel zur Schicht. Der Fall der senkrechten Orientierung von $\vec{H}_a$ wurde von Damon und van de Vaart [28] behandelt. B. Schneider [29] berücksichtigte zusätzlich die Kristallanisotropieenergie und führte Messungen mit $\vec{H}_a$ parallel zur Schicht durch [30].

Im folgenden werden die Dispersionsbeziehungen für eine praxisnahe Struktur, bei der die dünne Ferritschicht in zwei einseitig metallisierte verlustfreie dielektrische Platten eingebettet ist (Abb. 3.1), angegeben. Die Struktur liegt parallel zur xy-Ebene und wird in dieser wieder zunächst als unendlich ausgedehnt angenommen. Das äußere statische Magnetfeld ist entweder parallel oder senkrecht zur Ferritschicht orientiert.

Es ist üblich, unabhängig von der Magnetisierungsrichtung zwischen Oberflächen (MSSW)- und Volumenwellen (MSVW) zu unterscheiden^{*)}. Während die Feldkomponenten der ersteren über den Probenquerschnitt (in z-Richtung, Abb. 3.1) einen exponentiellen Verlauf aufweisen, sind die Volumenwellen durch eine sinusförmige z-Abhängigkeit gekennzeichnet.

3.1 Unendlich ausgedehnte Strukturen

In den oben zitierten Arbeiten anderer Autoren werden magnetostatische Wellen in einer dünnen Ferritschicht behandelt. Die hier gewählte allgemeinere Struktur

^{*)} Diese Unterteilung unterscheidet sich von der z.B. bei dielektrischen Leitungen üblichen Definition von Oberflächenwellen [31].

(Abb. 3.1) enthält dieses Problem als Grenzfall, wenn nämlich die Schicht-

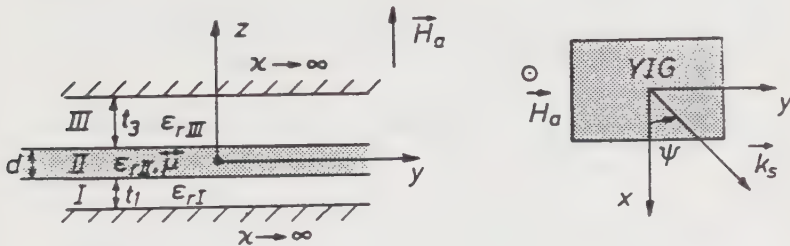


Abb.3.1 Dünne Ferritschicht zwischen zwei dielektrischen Platten mit vollkommen leitendem Abschluß.

dicken t_1 und t_3 gegen unendlich gehen und $\epsilon_{rI} = \epsilon_{rIII} = 1$ werden. Sie entspricht der Anordnung der Ferritschicht in einer metallischen Wellenleitung zur Messung der Dispersion und gestattet, den Einfluß der beidseitigen Metallisierung in Abhängigkeit von den Abständen t_1 und t_3 zu studieren. Schließlich ist auch der praktisch wichtige Fall einer Ferritschicht auf dielektrischem Substrat mit leitender Grundplatte für $t_3 \rightarrow \infty$ enthalten. Zu lösen sind die magnetostatischen Gleichungen (1.4) und (1.6) in den drei Raumbereichen

$$\begin{aligned} \text{I} &: -(t_1 + d/2) \leq z \leq -d/2 \\ \text{II} &: -d/2 \leq z \leq +d/2 \\ \text{III} &: d/2 \leq z \leq d/2 + t_3 \end{aligned}$$

für beide Richtungen des äußeren statischen Magnetfeldes.

3.1.1 Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Ferritschicht

Bei der durch das äußere Gleichfeld gegebenen Vorzugsrichtung sind bei der späteren Anwendung endlicher Ferritschichten sowohl rechteckige als auch kreisförmige Ausführungen von praktischer Bedeutung. Die magnetostatischen Gleichungen (1.4) und (1.6) werden daher im folgenden in kartesischen und

in Zylinderkoordinaten gelöst.

A) Kartesische Koordinaten

Mit $\vec{h} = \text{grad } \phi$ ergeben sich aus Gln. (1.4) und (1.6) die Differentialgleichungen für ϕ in den Raumbereichen

$$\text{I, III: } \frac{\partial^2 \phi_{\text{I, III}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_{\text{I, III}}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_{\text{I, III}}}{\partial z^2} = 0 \quad (3.1)$$

$$\text{II : } \mu_{11} \frac{\partial^2 \phi_{\text{II}}}{\partial x^2} + \mu_{22} \frac{\partial^2 \phi_{\text{II}}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_{\text{II}}}{\partial z^2} + (\mu_{12} + \mu_{21}) \frac{\partial^2 \phi_{\text{II}}}{\partial x \partial y} = 0. \quad (3.2)$$

Die Tensorkomponenten μ_{ij} sind in den Gln. (2.28) und (2.29) angegeben. Mit

$$\phi_i \sim e^{-jk_x i x} e^{-jk_y i y} e^{-jk_z i z}, \quad i = \text{I, II, III} \quad (3.3)$$

als Lösungsansatz für Gln. (3.1) und (3.2) ergibt sich nach Erfüllung der Stetigkeitsbedingungen die charakteristische Gleichung

$$\tan(k_{z\text{II}} d) = \frac{k_s k_{z\text{II}} [\tanh(k_s t_1) + \tanh(k_s t_3)]}{k_{z\text{II}} - k_s^2 \tanh(k_s t_1) \tanh(k_s t_3)} \quad (3.4)$$

mit der Zusatzbedingung

$$k_s = k_{z\text{II}} [-(1 + \cos^2(\phi + \psi)(\mu_{11}^1 - 1) + \sin^2(\phi + \psi)(\mu_{22}^1 - 1))]^{-1/2} \quad (3.5)$$

wobei

$$k_s = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = k_{s\text{I}} = k_{s\text{II}} = k_{s\text{III}} \quad \text{und} \quad \tan \psi = k_y/k_x$$

sind. Erwartungsgemäß machen sich die dielektrischen Eigenschaften der Schichten ($\epsilon_{r\text{I}}$, $\epsilon_{r\text{II}}$, $\epsilon_{r\text{III}}$) bei magnetostatischen Wellen nicht bemerkbar. Hingegen wirkt sich der Einfluß der Metallisierung auf den Verlauf

der Ausbreitungskonstanten durch die Schichtdicken t_1 und t_3 in der charakteristischen Gleichung aus. Die Kreisfrequenz ω sowie das äußere Gleichfeld $\vec{H}_a$ gehen über den Tensor $\overleftrightarrow{\mu}^1$ in die Zusatzbedingung (3.5) ein. Die numerische Auswertung der Dispersionsbeziehung Gln. (3.4) und (3.5) für $t_1 = 0$ und $t_3 \rightarrow \infty$ sowie für zwei Kristallorientierungen ist in Abb. 3.2 wiedergegeben. Dargestellt wurde für eine feste Frequenz der Verlauf der Ausbreitungskonstanten parallel zur Schicht als Funktion des äußeren Gleichfeldes. Die Phasengeschwindigkeit ($v_{ph} = \omega/k$) magnetostatischer Wellen liegt,

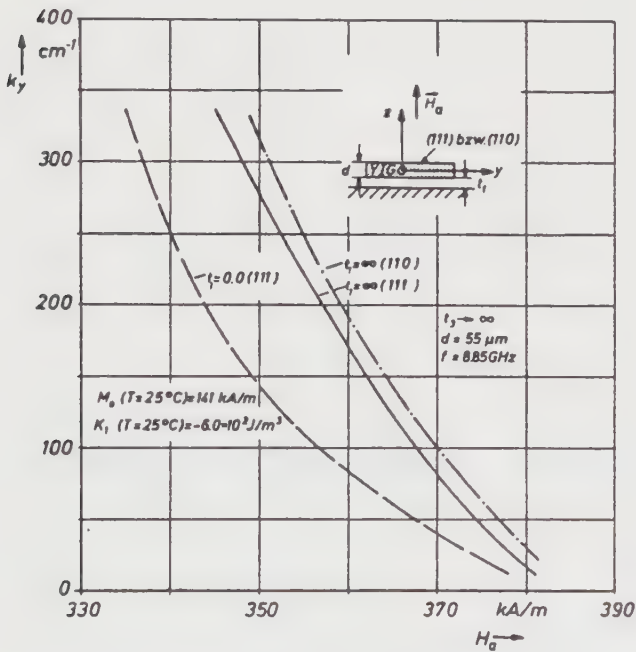


Abb.3.2 Ausbreitungskonstante k_y ($k_x = 0$) als Funktion des äußeren Gleichfeldes für verschiedene Schichtdicken t_1 und Kristallorientierungen.

wie aus Abb.3.2 ersichtlich ist, zwischen $2 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ und $5 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$, ist also weitaus geringer als die Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im freien Raum.

Spezialfälle:

a) Vernachlässigung der Kristallanisotropie.

Aus Gln. (2.25) und (2.26) folgt mit $G_{11} = G_{22} = 0$

$$\mu_{11}^1 = \mu_{22}^1 = \mu$$

a1) $t_1, t_3 \rightarrow \infty$, dünne Ferritschicht der Dicke d .

Aus Gln. (3.4) und (3.5) werden

$$\tan\left(\frac{k_{zII}d}{2}\right) = \frac{k_s}{k_{zII}}, \quad k_{zII} = k_s(-\mu)^{1/2} \quad (3.6)$$

a2) $t_3 \rightarrow \infty, t_1 = 0$, Ferritschicht einseitig metallisiert.

$$\tan(k_{zII}d) = \frac{k_s}{k_{zII}}, \quad k_{zII} = k_s(-\mu)^{1/2} \quad (3.7)$$

b) Zwei Kristallhauptachsen parallel zur x- und y-Achse.

Mit $\phi = 0$ (Abb. 2.6) vereinfacht sich Gl. (3.5) zu

$$k_s = k_{zII} \left[-(1 + \cos^2\psi(\mu_{11}^1 - 1) + \sin^2\psi(\mu_{22}^1 - 1)) \right]^{-1/2} \quad (3.8)$$

in Übereinstimmung mit Schneider [29].

Im allgemeinen Fall - Gln. (3.4) und (3.5) - können Volumenwellen in dem durch

$$\left(\frac{\omega_1}{\gamma}\right)^2 = \Omega_x \cdot \Omega_y \quad (3.9)$$

$$\left(\frac{\omega_2}{\gamma}\right)^2 = \Omega_x \cdot \Omega_y + M_- \left[\Omega_x \sin^2(\phi + \psi) + \Omega_y \cos^2(\phi + \psi) \right]$$

begrenzten Frequenzbereich existieren. Oberflächenwellen - charakterisiert durch $\exp(-k_{zII}z)$ in Gl. (3.3) anstelle von $\exp(-jk_{zII}z)$ - sind bei der vorliegenden Richtung von $\vec{H}_a$ nicht möglich. Für die speziellen Ergebnisse (3.6) und (3.7) läßt sich dies leicht nachweisen.

B) Zylinderkoordinaten

Ähnlich wie in A) ergeben sich aus Gln. (1.4) und (1.6) die Differentialgleichungen

$$I, III : \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \phi_{I, III} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_{I, III}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \phi_{I, III}}{\partial z^2} = 0 \quad (3.10)$$

$$II : \mu_{11} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi_{II}}{\partial r} \right) + \frac{\mu_{22}}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_{II}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \phi_{II}}{\partial z^2} +$$

$$\left(\mu_{22}^1 - \mu_{11}^1 \right) \left[\sin(2\phi) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \phi_{II}}{\partial r \partial \phi} - \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_{II}}{\partial r} \cos(2\phi) \right] = 0$$

wobei die μ_{ij} in Gln. (2.28) und (2.29), die μ_{ij}^1 in Gln. (2.25) und (2.26) angegeben sind.

Spezialfälle:

- a) Ist die Schicht parallel zur (111)-Ebene orientiert oder vernachlässigt man im Fall beliebiger Orientierung die Kristallanisotropie, dann gilt

$$\mu_{11} = \mu_{22} = \mu.$$

Damit vereinfacht sich Gl. (3.11) zu

$$\mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi_{II}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_{II}}{\partial \phi^2} \right] + \frac{\partial^2 \phi_{II}}{\partial z^2} = 0. \quad (3.12)$$

Mit

$$\phi_{II} \sim A J_\nu(k_r r) e^{-j\nu\phi} e^{-jk_{zII}z} \quad (3.13)$$

$J_\nu(k_r r)$: Besselfunktion der Ordnung ν , $\nu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

als Lösungsansatz ergibt sich für die charakteristische Gleichung

$$\tan(k_{zII}d) = \frac{k_r k_{zII} \left[\tanh(k_r t_1) + \tanh(k_r t_3) \right]}{k_{zII}^2 - k_r^2 \tanh(k_r t_1) \tanh(k_r t_3)} \quad (3.14)$$

jetzt mit der Zusatzbedingung

$$k_r = \frac{k_z}{\sqrt{-\mu}} \quad (3.15)$$

Deren numerische Auswertung für verschiedene Dicken d der Ferritschicht ist in Abb. 3.3 dargestellt.

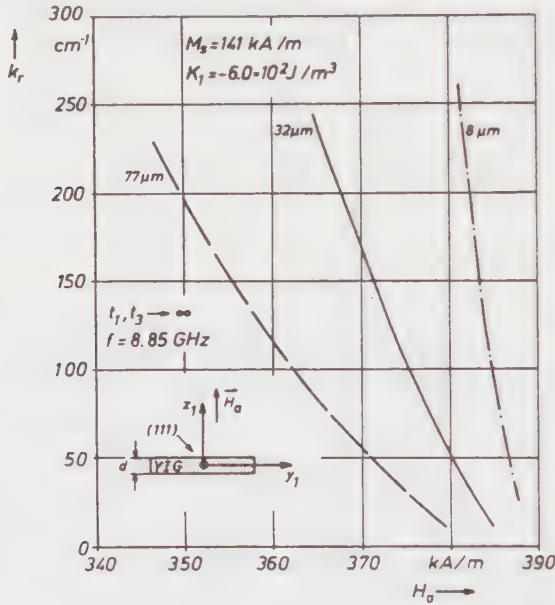


Abb. 3.3 Ausbreitungskonstante k_y als Funktion des äußeren Gleichfeldes für verschiedene Dicken d der Ferritschicht.

- b) Ist die Schicht parallel zur (110)-Ebene orientiert, dann sind μ_{22}^1 und μ_{22}^2 nicht sehr verschieden, so daß näherungsweise

$$\mu_{22}^1 - \mu_{22}^2 \approx 0$$

gilt. In diesem Fall vereinfacht sich Gl. (3.11) zu

$$\mu_{11} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_{II}}{\partial r} \right) + \frac{\mu_{22}}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi_{II}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \Phi_{II}}{\partial z^2} = 0 \quad (3.16)$$

Mit

$$\phi_{II} \sim A J_{\nu} (k_r r) e^{-j\nu\phi} e^{-jk_z II^2}, \quad (3.17)$$

$$\nu' = \sqrt{\frac{\mu_{22}}{\mu_{11}}}, \quad \nu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

ergibt sich zu Gl. (3.16) die Zusatzbedingung

$$k_r = k_{zII} \cdot (-\mu_{11})^{-1/2} \quad (3.18)$$

Während bei $\mu_{11}^1 = \mu_{22}^1$ (Fall a)) Entartung vorliegt, wird diese bei Berücksichtigung schon einer geringfügigen Anisotropie aufgehoben.

3.1.2 Äußeres Gleichfeld parallel zur Ferritschicht

Liegt das äußere Gleichfeld parallel zur Ferritschicht, dann gibt es - anders als bei Feldrichtung senkrecht zur Schicht - die Möglichkeit, nichtreziproke und nichtbidirektionale *) Effekte auszunützen. Ferner verringern sich aufgrund

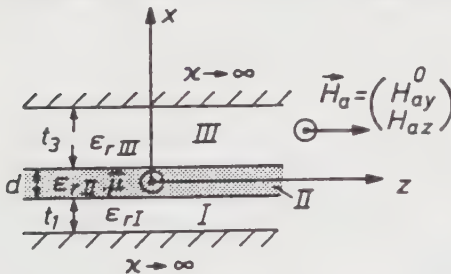


Abb. 3.4 Dünne Ferritschicht zwischen zwei dielektrischen Platten mit vollkommen leitendem Abschluß.

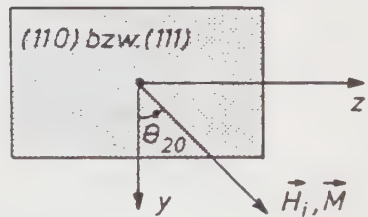


Abb. 3.5 Äußeres Gleichfeld parallel zur Schicht. θ_{20} ist der Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung $\vec{M}$ bezüglich der y-Achse.

*) Eine in Längsrichtung homogene Wellenleitung wird als nichtbidirektional bezeichnet, wenn bei einer festen Frequenz zu einem Wellentyp mit der Ausbreitungskonstanten k kein Wellentyp mit der Ausbreitungskonstanten $-k$ existiert [3]. (Bei Umkehr der Ausbreitungsrichtung oder des inneren statischen Magnetfeldes).

der weitgehend fehlenden statischen Entmagnetisierung die zum Betrieb von Bauelementen notwendigen äußeren Gleichfelder. Analog der Vorgehensweise bei senkrechtem äußeren Gleichfeld ergibt sich die charakteristische Gleichung als Lösungen der magnetostatischen Gleichungen (1.4) und (1.6) für die in Abb. (3.4) und (3.5) dargestellte Anordnung. In den drei Raumbereichen sind die Gleichungen

$$\text{I, III} : \frac{\partial^2 \phi_{\text{I,III}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_{\text{I,III}}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_{\text{I,III}}}{\partial z^2} = 0 \quad (3.19)$$

$$\text{II} : \mu_{11} \frac{\partial^2 \phi_{\text{II}}}{\partial x^2} + \mu_{22} \frac{\partial^2 \phi_{\text{II}}}{\partial y^2} + \mu_{33} \frac{\partial^2 \phi_{\text{II}}}{\partial z^2} + 2\mu_{23} \frac{\partial^2 \phi_{\text{II}}}{\partial z \partial y} = 0 \quad (3.20)$$

zu lösen. Die Tensorkomponenten wurden in Gln. (2.31) angegeben. Mit

$$\phi_i \sim e^{-k_x i} x \cdot e^{-jk_y i} y \cdot e^{-jk_z i} z \quad i = \text{I, II, III}$$

ergibt sich für die charakteristische Gleichung

$$\begin{aligned} & -a_1^2 + a_2^2 + a_2 k_x [\tanh(k_x t_1) - \tanh(k_x t_3)] - \\ & k_x^2 \tanh(k_x t_1) \tanh(k_x t_3) - \\ & a_1 k_x [\tanh(k_x t_1) + \tanh(k_x t_3)] \coth(k_{x\text{II}} d) = 0 \end{aligned} \quad (3.21)$$

mit den Zusatzbedingungen

$$k_{x\text{I}} = k_{x\text{III}} = k_x = (k_y^2 + k_z^2)^{1/2} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} k_{x\text{II}}^2 = \frac{1}{\mu_{11}} [& k_y^2 (\cos^2 \theta_{20} + \mu_{22}^1 \sin^2 \theta_{20}) + k_z^2 (\sin^2 \theta_{20} + \mu_{22}^1 \cos^2 \theta_{20}) + \\ & 2 \cos \theta_{20} \sin \theta_{20} (1 - \mu_{22}^1) k_y k_z] = 0, \end{aligned}$$

wobei

$$a_1 = k_{2x} \cdot \mu_{11}^1,$$

$$a_2 = -j\mu_{12}^1 (k_y \sin \theta_{20} - k_z \cos \theta_{20})$$

sind. Gl. (3.21) lehrt, daß Bidirektionalität nur dann vorliegt, wenn entweder

$$t_1 = t_3 \quad (3.23a)$$

oder

$$a_2 = 0 \quad (3.23b)$$

ist, weil dann das über a_2 linear in die charakteristische Gleichung (3.21) eingehende Nebendiagonalelement μ_{12}^1 unwirksam wird. Im Fall $a_2 = 0$ wird

$$k_y \sin \theta_{20} = k_z \cos \theta_{20}$$

und damit

$$k_y = k_s \cos \theta_{20}$$

$$k_z = k_s \sin \theta_{20}, \quad k_s = \sqrt{k_z^2 + k_y^2},$$

so daß die Ausbreitung parallel zum inneren statischen Magnetfeld erfolgt (Abb. 3.5). Dann vereinfacht sich die charakteristische Gleichung (3.21) in

$$- \mu_{11}^1 - \tanh(k_s t_1) \tanh(k_s t_3) - \sqrt{\mu_{11}^1} \left(\tanh(k_s t_1) + \tanh(k_s t_3) \right) \coth \left[\frac{k_s d}{\sqrt{\mu_{11}^1}} \right] = 0 \quad (3.24)$$

und geht für $t_1, t_3 \rightarrow \infty$ (keine Metallisierung) und $\mu_{11}^1 = \mu_{22}^1$ (Vernachlässigung der Kristallanisotropie) über in die von Damon und Eshbach [27] angegebene Beziehung.

In einem anderen für die Praxis wichtigen Spezialfall erfolgt die Ausbreitung senkrecht zum inneren statischen Magnetfeld, d.h. (Abb. 3.5)

$$k_y = -s k_s \sin \theta_{20} \quad (3.25)$$

$$k_z = +s k_s \cos \theta_{20}$$

wobei $s = \pm 1$ der Ausbreitung in $+k_z$ - oder in $-k_z$ -Richtung Rechnung trägt. Die

charakteristische Gleichung (3.21) lautet damit

$$\begin{aligned}
 & -\mu_{22}^1 \mu_{11}^1 + \mu_{12}^1 \mu_{21}^{1*} + s j \mu_{12}^1 [\tanh(k_s t_1) - \tanh(k_s t_3)] - \\
 & \quad \tanh(k_s t_1) \cdot \tanh(k_s t_3) - \\
 & \quad \sqrt{\mu_{22}^1 \mu_{11}^1} [\tanh(k_s t_1) + \tanh(k_s t_3)] \coth\left(k_s \sqrt{\frac{\mu_{22}^1}{\mu_{11}^1}} d\right) = 0 \quad (3.26)
 \end{aligned}$$

Diese Gleichung geht für $t_1, t_3 \rightarrow \infty$ in die von Vittoria und Wiley [19] angegebene Beziehung über.

3.2 Strukturen endlicher Abmessungen

Ein Verfahren, bei dem die für unendlich ausgedehnte Schichten ermittelten Dispersionsgleichungen zur Berechnung der Ausbreitungskonstanten in endlich ausgedehnten Schichten herangezogen werden, wurde erstmals von Sparks [12,15] angegeben. Ausgangspunkt ist die Bestimmung des inhomogenen inneren statischen Magnetfeldes, das sich nach Gl. (1.3) ergibt. Aus einer speziellen Form des Green'schen Satzes [32] folgt bei gegebener Magnetisierung für das entmagne-

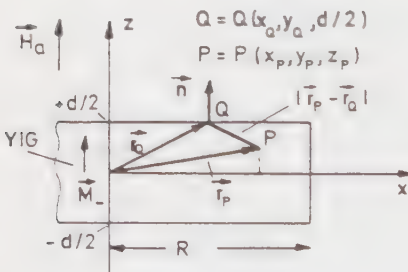


Abb. 3.2 Zur Berechnung des inhomogenen inneren Gleichfeldes $\vec{H}_y$.

tisierende Feld

$$\vec{H}_y(\vec{r}_p) = \text{grad} \int \frac{1}{|\vec{r}_p - \vec{r}_Q|} dV_Q - \int_S \frac{\vec{M} \cdot \vec{n}}{|\vec{r}_p - \vec{r}_Q|} dS_Q \quad (3.27)$$

wobei das erste Integral über das Volumen V , das zweite über die Oberfläche S der Ferri- oder Ferritprobe zu erstrecken ist. Daraus folgt

$$\vec{H}_N = -\vec{N} \vec{M} \quad (3.28)$$

wobei $\vec{N}$ als Entmagnetisierungstensor bezeichnet wird. Liegt das äußere Gleichfeld senkrecht zur dünnen Ferritschicht, so können die Transversalkomponenten des entmagnetisierenden Feldes gegenüber der Normalkomponente vernachlässigt werden. Dann ist die Magnetisierung $\vec{M}$ homogen und parallel zum äußeren statischen Gleichfeld, d.h.

$$\vec{M} = (0,0,M) . \quad (3.29)$$

Für eine dünne kreisförmige Schicht, wie sie später im Experiment benutzt wird, ergibt sich über Gl.n. (3.28) und (3.29) der in Abb. 3.7 wiedergegebene Verlauf des Entmagnetisierungsfaktors in der Mittelebene.

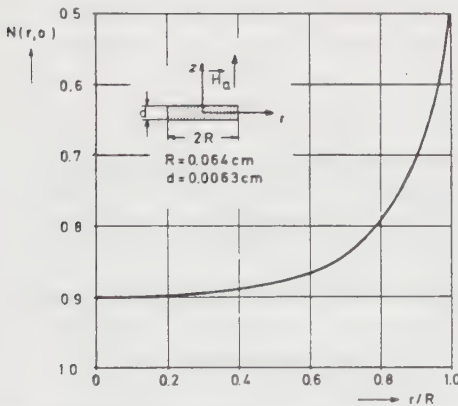


Abb.3.7 Entmagnetisierungsfaktor einer kreisförmigen Ferritschicht in der Ebene $z = 0$

Im allgemeinen ist das entmagnetisierende Feld $\vec{H}_N$ also inhomogen. Nach Gl. (2.24) ist dann auch das innere statische Magnetfeld $\vec{H}_i$ inhomogen. Damit werden die in Gl. (2.26) angegebenen Tensorkomponenten μ_{ij}^1 des Ferrits ortsabhängig, was bei Lösung von Gl. (1.6) zu berücksichtigen ist. Die resultierenden Differentialgleichungen für ϕ haben dann nicht mehr die einfache Gestalt wie im Fall der unendlich ausgedehnten Schicht. Trotzdem können Gl. (3.2) und (3.11) weiterhin in guter Näherung benutzt werden [30], weil in dünnen endlichen Schichten das innere Gleichfeld nur im Bereich der Ränder stark von seinen Werten im Inneren abweicht. Allerdings bewirkt die Inhomogenität des statischen inneren Magnetfeldes, daß bei Resonanz im Probeninneren der Randbereich der Probe nicht in Resonanz ist. Der Magnetisierungsvektor bleibt dort in Ruhelage. Dies bezeichnet man als "Pinning"-

Effekt^{*)}. Aus $\vec{m} = 0$ folgt die Bedingungsgleichung für die möglichen Ausbreitungskonstanten magnetostatischer Wellen in Schichten von endlichen Abmessungen. Sie lautet z.B. für eine kreisförmige Schicht bei senkrechtem äußeren Gleichfeld unter der Annahme zirkularer Präzession (s.Gl. (3.13))

$$J_{\nu-1}(k_r R) = 0 \rightarrow k_r = \frac{\sigma_{\nu-1,n}}{R} \quad (3.30)$$

wenn $\sigma_{\nu-1,n}$ die n-te Nullstelle der Besselfunktion der Ordnung $(\nu-1)$ bezeichnet.

3.3 Berücksichtigung der Verluste

Bei der Herleitung der Dispersionsbeziehungen in Abschnitt 3.1 wurden Verluste nicht berücksichtigt. Sie stellen jedoch ein wesentliches Kriterium bei der praktischen Anwendung dar. Beschränkt man sich auf die Verluste bei der Prä-

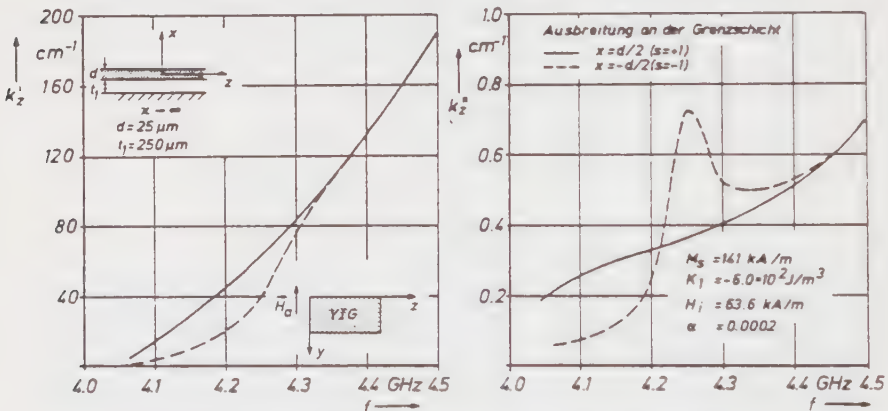


Abb.3.8 Phasen- und Dämpfungs-konstante für eine Ferritschicht über vollkommen leitender Ebene.

^{*)} Im Unterschied zu Sparks [15] bezieht sich der "Pinning-Effekt" in dieser Arbeit ausschließlich auf die Probenschmalseiten.

zession des Magnetisierungsvektors, dann können diese in der Bewegungsgleichung durch Hinzufügen eines phänomenologischen Dämpfungsgliedes berücksichtigt werden [33]:

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{H} - \frac{\alpha}{|\vec{M}|} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (3.31)$$

Bei Vernachlässigung der Kristallanisotropie läßt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen dem Dämpfungsfaktor α und der experimentell meßbaren Linienbreite ΔH angeben [34]:

$$\alpha = \frac{\gamma \Delta H}{2\omega} \quad (3.32)$$

Die Komponenten des Permeabilitätstensors gewinnt man aus Gln. (2.26) durch den Übergang

$$\Omega_{x,y} \rightarrow \omega_0 + j\omega, \quad \omega_0 = \gamma H_i, \quad \omega_m = \gamma M \quad (3.33)$$

Erwartungsgemäß wird dadurch die Ausbreitungskonstante komplex. Neben der reellen Phasenkonstanten k' hat man noch die Dämpfungskonstante k'' . Die zugehörigen im Anhang, Abschnitt 8.1, wiedergegebenen Bestimmungsgleichungen sind im allgemeinen nur numerisch auswertbar. Ein typischer Verlauf der Phasen- und Dämpfungskonstante als Funktion der Frequenz ist in Abb. 3.8 dargestellt.

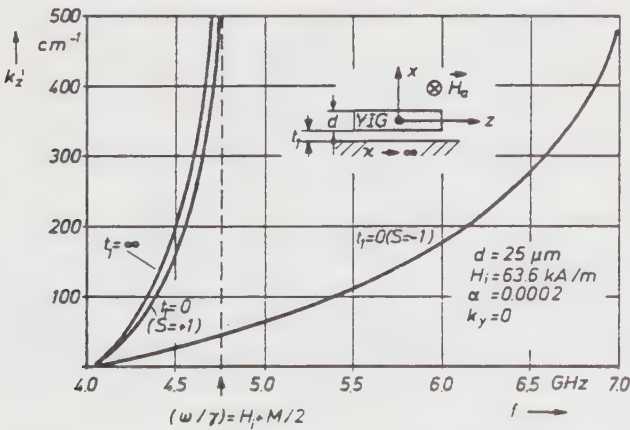


Abb. 3.2 Phasenkonstante mit $t_f = 0$ und ohne Metalldeckschicht ($t_f = \infty$).

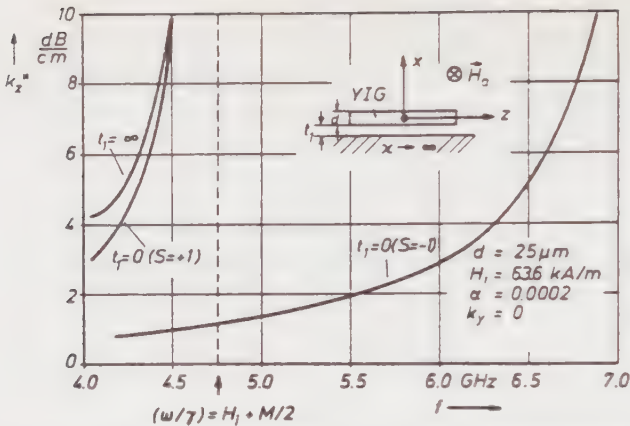


Abb. 3.10 Dämpfungskonstante mit ($t_1 = 0$) und ohne Metallisierung ($t_1 = \infty$)

Deutlich erkennbar ist das nichtbidirektionale Verhalten der vorgegebenen Anordnung sowohl in der Phasen- als auch in der Dämpfungskonstanten. Der Verlauf der Phasenkonstanten weicht innerhalb der Zeichengenauigkeit nicht von dem für den verlustfreien Fall ab. Setzt man in der charakteristischen Gleichung (3.21) $t_3 = 0$ und $k_y = 0$, so läßt sich für zwei Grenzfälle der Dicke t_1 (Abb. 3.4) die komplexe Dispersionsbeziehung analytisch lösen. Im Falle $t_1 \rightarrow \infty$ (keine Metallisierung) erhält man die Phasenkonstante

$$k_z' = -\frac{1}{2d} \ln \int_{\omega_m}^{\infty} \frac{4}{\omega_m} \left[(\omega_0 + \omega_m/2)^2 - \omega^2 \right] d\omega \quad (3.34)$$

und die Dämpfungskonstante

$$k_z'' = \frac{1}{2d} \arctan \left(\frac{2\omega(\omega_0 + \omega_m/2)\alpha}{(\omega_0 + \omega_m/2)^2 - \omega^2} \right) \quad (3.35)$$

Ist die Ferritschicht einseitig metallisiert ($t_1 = 0$), ergeben sich die in Abschnitt 8.1 angegebenen Gln. (A3) und (A4). Diese und Gln. (3.34) und (3.35) sind in Abb. 3.9 und 3.10 graphisch aufgetragen. Man erkennt, daß für $t_1 = 0$ und Ausbreitung auf der der Metallisierung zugewandten Seite der Ferritschicht ($s = -1$) sowohl Phasen- als auch Dämpfungskonstante einen weitaus größeren Frequenzbereich überstreichen als im Falle $t_1 \rightarrow \infty$ oder $t_1 = 0$ und $s = +1$.

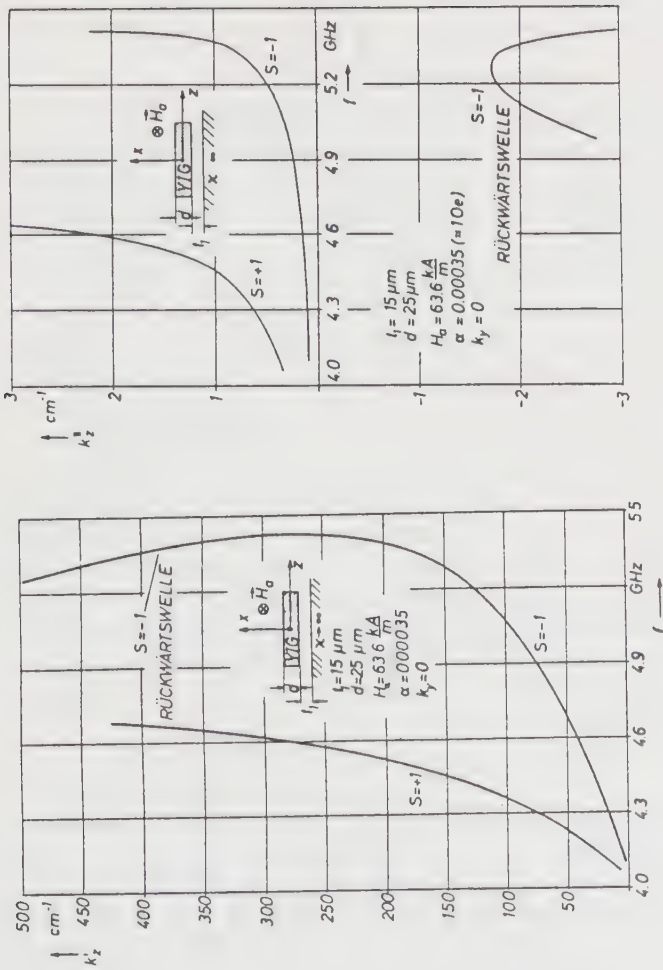


Abb. 3.11 Phasen- und Dämpfungskonstante (k_z'') einer Ferritschicht über vollkommen leitender Ebene ($l_1 < d$).

Liegt der Abstand der Metallisierung t_1 in der Größenordnung der Ferritschichtdicke d , ergeben sich als Lösung der Dispersionsbeziehung (3.21) und (3.22) Frequenzbereiche, in denen Rückwärtswellen auftreten (Abb. 3.11). Für diese ergeben sich zu der positiv angenommenen Phasenkonstante k'_z negative Werte der Dämpfungskonstanten k''_z [35].

3.4 Berücksichtigung elektromagnetischer Ausbreitungsvorgänge

Zur Bestimmung der Dispersionsbeziehungen wurden bisher ausschließlich die Gleichungen der Magnetostatik (1.4 - 1.6) herangezogen. Elektromagnetische Ausbreitungsvorgänge fanden keine Berücksichtigung. Daher wirkten sich die dielektrischen Eigenschaften sowohl des Ferrits als auch der angrenzenden Dielektrika (Abb. 3.4) nicht aus. Es gibt verschiedene Ansätze, diese Unzulänglichkeit zu beseitigen. So ist die Berechnung einer durch Einbeziehung elektromagnetischer Ausbreitungsvorgänge exakteren Dispersionsbeziehung für eine einseitig metallisierte Ferritschicht bei äußerem Gleichfeld parallel und senkrecht zur Schicht bei R.L. Pease [36] zu finden. W.B. Ribbens [37] sah elektromagnetische Ausbreitungsvorgänge als Störung an, und versuchte sie durch einen iterativen Prozess in den Dispersionsbeziehungen zu berücksichtigen. Die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz ellipsoidförmiger Proben von den Abmessungen wurde von J.O. Artmann [38] und J.E. Mercereau [39] in gleicher Weise untersucht. E. Sawado [40] führte Messungen an transversal magnetisierten Stäben durch und stellte die über die magnetostatische Näherung erhaltene Dispersionsbeziehung einer exakteren Rechnung gegenüber. Durch Einführung einer effektiven Dicke

$$t_{\text{leff}} = t_1 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_{rII}}{\epsilon_{rI}}} \quad 1/2$$

versuchte Bongianini [41] die Auswirkungen der dielektrischen Materialien im Falle $t_3 \rightarrow \infty$ einzubeziehen.

In der vorliegenden Arbeit wird unter Vernachlässigung der Kristallanisotropie für den Spezialfall $t_3 \rightarrow \infty$, $k_y = 0$ und $\vec{H}_a$ in y-Richtung (Abb. 3.4 und 3.5), die aus den vollständigen Maxwellgleichungen gewonnene Dispersionsbeziehung der ma-

agnetostatischen Näherung gegenüber gestellt. Die im Anhang, Abschnitt 8.2, angegebenen Gleichungen zeigen, daß für den Fall $\epsilon_{rI} = \epsilon_{rII} = \epsilon_{rIII} = 0$ die exaktere Dispersionsbeziehung in die magnetostatische Näherung übergeht. Bi-

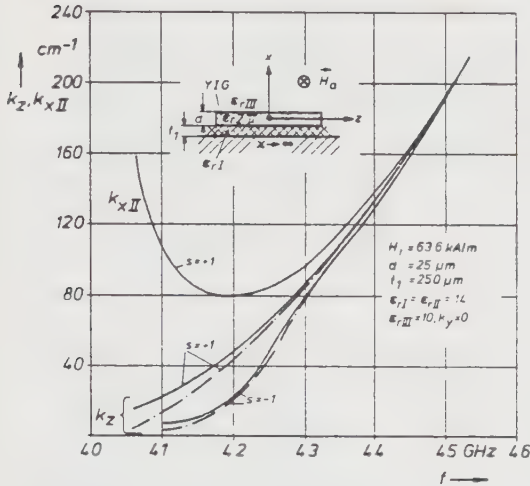


Abb. 3.12 Phasenkonstanten der magnetostatischen (---) und elektromagnetischen (—) Dispersionsbeziehung. $s = \pm 1$ berücksichtigt die Ausbreitung in $+z$ - oder in $-z$ -Richtung.

direktionalität (s.S. 27) liegt nur vor, wenn $t_3 = t_1$ und $\epsilon_{rI} = \epsilon_{rIII}$ ist. Den in Abb. 3.12 aufgetragenen Kurven entnimmt man, daß eine besonders starke Abweichung von der magnetostatischen Näherung $k_{xII} = k_z$ der Phasenkonstanten k_{xII} senkrecht zur Ausbreitungsrichtung bei niedrigeren Frequenzen auftritt. Hier ist die durch die magnetostatische Näherung bedingte Vernachlässigung

$$k_z^2 \frac{\mu_{\perp}^2 - \frac{\mu_{12} \mu_{21}^*}{\mu}}{\mu} = k_z^2 \mu_{\perp} \ll k_z^2$$

nicht mehr zulässig, wenn sich $\mu_{\perp}$ seiner Polstelle bei $\omega = (\omega_0^2 + \omega_0 \omega_m)^{1/2}$ nähert, die gleichzeitig die untere Bandgrenze für Oberflächenwellen ist. Vergleicht man die Phasenkonstante k_z der exakteren Rechnung mit der magnetostatischen Näherung, so läßt sich durch Variation der Dielektrizitätszahlen ϵ_{rI} , ϵ_{rII} und ϵ_{rIII} zeigen, daß für Abweichungen in erster Linie die dielektrischen Eigenschaften der die Ferritschicht umgebenden Dielektrika verantwortlich sind.

4. EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN

An eine kurze Beschreibung des verwendeten Meßverfahrens schließt sich im folgenden eine Vielzahl verschiedener Meßergebnisse zur Überprüfung der in Abschnitt 3 hergeleiteten Dispersionsbeziehungen an. Dabei werden zum einen Eigenfrequenzen und Eigenschwingungen der Dünnschliffe und epitaktischen Schichten in Abhängigkeit von kristallographischen und geometrischen Parametern, zum anderen Auswirkungen von Temperatur, Hf-Leistung und mechanischer Spannung untersucht. Die Dünnschliffe und epitaktischen Schichten, ihre Abmessungen und Bezeichnungen in den Abbildungen sind im Anhang, Abschnitt 8.3, zusammengestellt.

4.1 Meßverfahren und Meßaufbau

Die experimentelle Untersuchung der Eigenschwingungen kann im Frequenzbereich von 1 GHz bis 20 GHz erfolgen. Nach unten hin ergibt sich die Grenze durch den magnetisch nicht mehr gesättigten Ferrit, während oberhalb von 20 GHz sehr hohe Magnetfelder zur Erzielung der ferrimagnetischen Resonanz erforderlich sind. Hier wurde daher eine Meßfrequenz von 8.95 GHz gewählt. Neben dem üblichen Hohlraumresonatorverfahren bietet sich die Aufzeichnung der reflektierten Leistung einer die Struktur enthaltende kurzgeschlossenen Leitung an. Zwar wird durch die Verwendung eines Resonators die Meßempfindlichkeit um dessen Güte gegenüber dem Leitungsmeßverfahren erhöht, andererseits erhöht sich aber auch die am Probenort wirksame Wechselfeldleistung um die Güte [42]. Der Einsatz von Nichtlinearitäten bei verhältnismäßig kleinen Leistungen (Kap. 4.3.1), sowie die geringe Flexibilität des Resonatorverfahrens, ließen die Leitungsmessung vorteilhafter erscheinen. Dabei wurde die zu untersuchende Probe in der Mitte einer X-Band-Hohlleitung $\lambda_g/2$ vor dem Kurzschluß angeordnet. Die Meßempfindlichkeit konnte durch den Einsatz eines frequenz- und phasempfindlichen Verstärkers (Lock-In-Detektor) ausreichend gesteigert werden. Zur Aufzeichnung des Eigenschwingungsspektrums wurde das Magnetfeld variiert und der Mikrowellengenerator, ein Klystron, quarzstabilisiert. Dies war notwendig, da die Linienbreite der Eigenschwingungen 10^3 Hz betragen kann, und das Klystron ohne Stabilisierung kurzzeitig um 10^4 Hz schwankt. Den Meßaufbau zeigt Abb. 4.1. Die Hohlleitung mit der zu untersuchenden Struktur befindet sich zwischen den Polschuhen eines Labormagneten. Das äußere Gleichfeld H_0 wird über einen bestimmten Wertebereich mittels eines Dreiecksgenerators langsam durchfahren (Abb. 4.2), und zudem über den Referenzausgang des Lock-In-Detektors (Abb. 4.1) und einen nach-

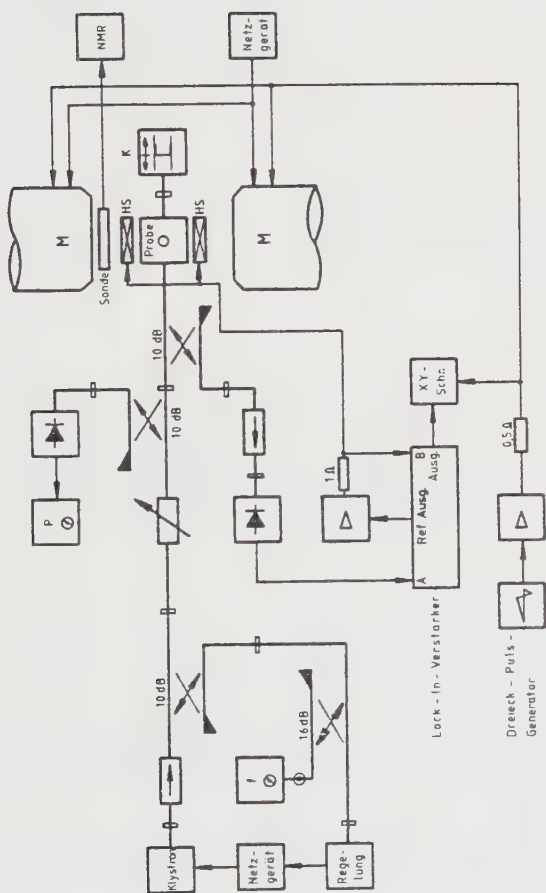


Abb. 4.1 Meßaufbau zur Untersuchung magnetostatischer Eigenschwingungen.

NMR: Kernresonanzspektrometer zur Magnetfeldmessung

M: Labormagnet

HS: Helmholtzspulen, K: variabler Kurzschluß

PB: Leistungsmesser, f: Frequenzmesser

folgenden Wechselspannungsverstärker mit Hilfe von Helmholtzspulen moduliert

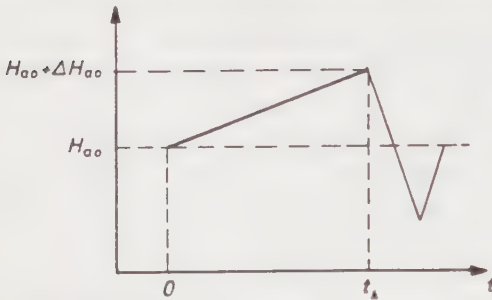


Abb. 4.2 "Statisches" Magnetfeld als Funktion der Zeit. Nur der Bereich $0 < t < t_{\Delta}$ wird zur Messung ausgenutzt.

(Modulationskreisfrequenz $\omega \gg 2\pi/t_{\Delta}$, t_{Δ} = Anstiegszeit des Dreieckimpulses). Das die Probe magnetisierende Feld ist also

$$H_a = H_{ao} + \Delta H_{ao} t/t_{\Delta} + h_m \sin(\omega_m t) . \quad (4.1)$$

Dieses Feld geht mit Gl. (2.24) in die Tensorelemente des Ferrits (Gln. 2.26) ein. Das Mikrowellenfeld $h_a(t)$ wird somit beim Durchfahren der Resonanzkurve

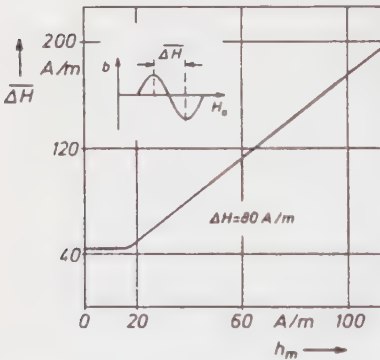


Abb. 4.3 Die gemessene Linienbreite ΔH als Funktion der Amplitude des Modulationsfeldes h_m

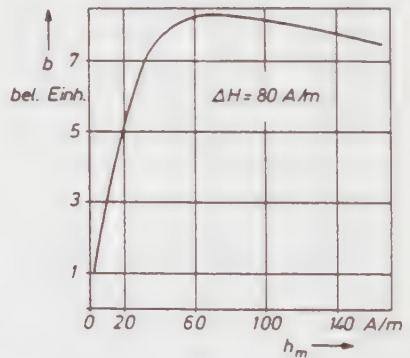


Abb. 4.4 Signalamplitude b am Eingang des Lock-In-Verstärkers als Funktion der Amplitude des Modulationsfeldes h_m

an der nichtlinearen Absorptionskennlinie des Ferrits amplitudenmoduliert und frequenz- sowie phasenselektiv am Signaleingang A (Abb. 4.1) des Lock-in-Detektors gemessen. Die angezeigte Spannung ist dem Koeffizienten der Grund-Schwingung

$$b = b(H_a, \Delta H_{a0}, t_\Delta, h_m, \omega_m, \Delta H) \quad (4.2)$$

der in eine Fourierreihe entwickelten Amplitude des Mikrowellenfeldes proportional [42], wobei ΔH die in Gl. (3.32) eingeführte Linienbreite ist. Wenn man davon ausgeht, daß die Signalamplitude b in den Halbwertspunkten der Resonanzkurve maximal ist, kann man die Linienbreite als Abstand benachbarter Maxima der Signalamplitude messen. Der Einfluß der verschiedenen in Gl. (4.2) eingehenden Parameter bei diesem Verfahren wurde in [42] und [43] eingehend untersucht. Abb. 4.3 zeigt, daß die so gemessene Linienbreite $\overline{\Delta H}$, nur bei kleinen Modulationsamplituden konstant ist. Die Rechnung ergibt, daß dann $\Delta H = \sqrt{3} \cdot \overline{\Delta H}$ gilt. Will man diesen Zusammenhang ausnutzen, so hat man zwar eine geringe Signalamplitude b (Abb. 4.4), was indessen die hohe Meßempfindlichkeit des Lock-In-Detektors erlaubt. Als Standardwerte der Messungen bewährten sich

$$f = 8.85 \text{ GHz}$$

$$f_m = 1 \text{ kHz}$$

$$h_m = 1.6 \text{ A/m} = 0.02 \text{ Oe} \quad .$$

Abschließend sei noch bemerkt, daß bei der Aufzeichnung des Eigenschwingungsspektrums das zur Magnetfeldmessung benutzte Kernresonanzspektrometer (NMR, Abb. 4.1) abgeschaltet werden mußte, da dessen Meßprinzip selbst auf einer Magnetfeldmodulation beruht und somit die Messung verfälscht.

4.2 Meßergebnisse - Teil I: Eigenfrequenzen in Abhängigkeit von kristallographischen und geometrischen Parametern.

Zur Indizierung und Interpretation eines Eigenschwingungsspektrums sind Aussagen über die Anregungsmöglichkeit der einzelnen Eigenschwingungen unentbehrlich. Eine ausführliche Untersuchung über die Anregung von Eigenschwingungen durch ein vorgegebenes Wechselveld wurde von Moll [44] durchgeführt. Die aus dem Wechselveld $\vec{h}_a$ der Hohlleitung absorbierte Leistung ist

$$P = \frac{1}{2} j \omega \mu_0 \int_V \vec{m} \cdot \vec{h}_a^* dV, \quad (4.3)$$

wobei $\vec{h}_a$ das Wechselveld der leeren Hohlleitung am Ort der Probe und $\vec{m}$ die durch Überlagerung sämtlicher Eigenschwingungen sich ergebende Wechselmagnetisierung sind:

$$\vec{m} = \sum_n A_n \vec{m}_n(x, y, z) .$$

Für die Amplitude A_n der n-ten Eigenschwingung ergibt sich

$$A_n = \frac{\omega_m}{\omega_{on} - \omega} \frac{1}{V} \int \vec{h}_a \cdot \vec{m}_n \, dV , \quad (4.4)$$

wobei $\omega_{on} = \gamma H_{in}$ die zugehörige Eigenfrequenz ist.

4.2.1 Eigenschwingungsspektren einkristalliner Dünnschliffe verschiedener Kristallorientierung

Für den Fall einer kreisförmigen Struktur mit dem äußeren Gleichfeld senkrecht zur Ferritschicht ergibt sich die Wechselmagnetisierung je nach Kristallorientierung aus Ansätzen entsprechend Gln. (3.13) und (3.17). Wenn die (111)-Ebene Schichtebene ist, erhält man für die n-te Eigenschwingung

$$(\vec{m}_r)_n = \frac{A k_{rn} \omega_m}{2} e^{-j\nu\phi} F_n(z) \left[\frac{J_{\nu-1}}{\omega_{on} - \omega} - \frac{J_{\nu+1}}{\omega_{on} + \omega} \right] , \quad (4.5)$$

$$(\vec{m}_\phi)_n = -j \frac{A k_{rn} \omega_m}{2} e^{-j\nu\phi} F_n(z) \left[\frac{J_{\nu-1}}{\omega_{on} - \omega} + \frac{J_{\nu+1}}{\omega_{on} + \omega} \right] . \quad (4.6)$$

Wenn im anderen Fall die (110)-Ebene Schichtebene ist, geht in Gln. (4.5) und (4.6) der Index $(\nu-1)$ der Besselfunktion über in $(\nu'-1)$. Unter der Annahme $\omega \approx \omega_{on}$ kann in Gln. (4.5) und (4.6) das Glied mit $1/(\omega_{on} + \omega)$ gegenüber dem mit $1/(\omega_{on} - \omega)$ vernachlässigt werden. Durch Erfüllung der Randbedingung, wonach die Wechselmagnetisierung an den Probenrändern verschwinden muß, ergeben sich dann die Eigenfrequenzen der Struktur zu

$$J_{\nu-1}(k_{rn} R) = 0 \rightarrow k_{rn} = \frac{\sigma_{\nu-1, n}}{R} \quad (3.30a)$$

und

$$J_{\nu'-1}(k_{rn} R) = 0 \rightarrow k_{rn} = \frac{\sigma_{\nu'-1, n}}{R} . \quad (3.30b)$$

Die Indizierung der Eigenschwingungen kreisförmiger Strukturen geschieht zweckmäßig in Anlehnung an Walker [26] durch das Zahlentripel (ν, n, p) mit

ν : Zahl der Nullstellen in radialer Richtung = Zahl der coaxialen Zylinder auf denen die Wechselmagnetisierung verschwindet.

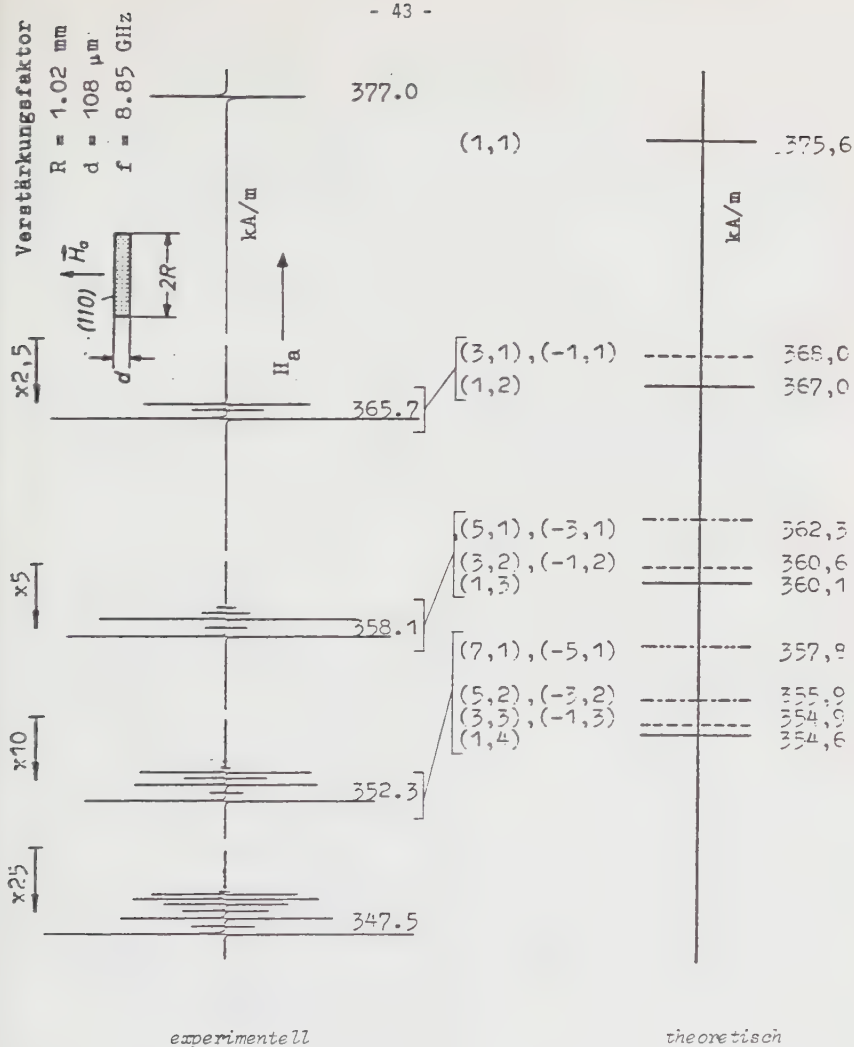


Abb.4.5 Eigenschwingungsspektrum eines einkristallinen Dünnschliffs.
 Vergleich von Theorie und Experiment.
 Kristall: GfO (s.Anhang 8, Abschnitt 3.3)

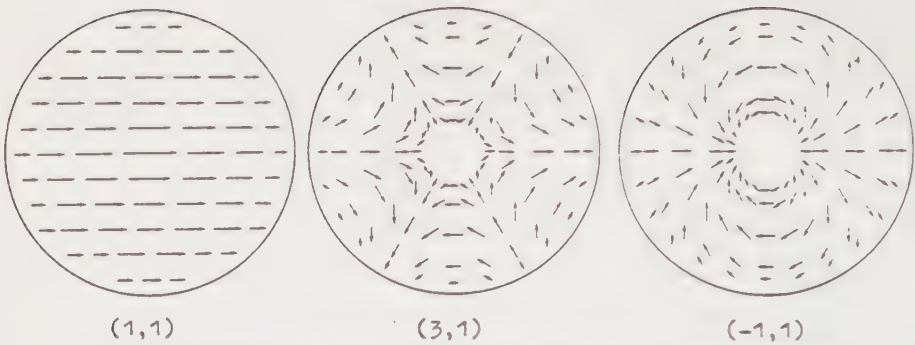


Abb.4.6 Feldverteilung der transversalen Wechselfeldmagnetisierung für verschiedene Eigenschwingungszustände (v, n) . Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Schicht.

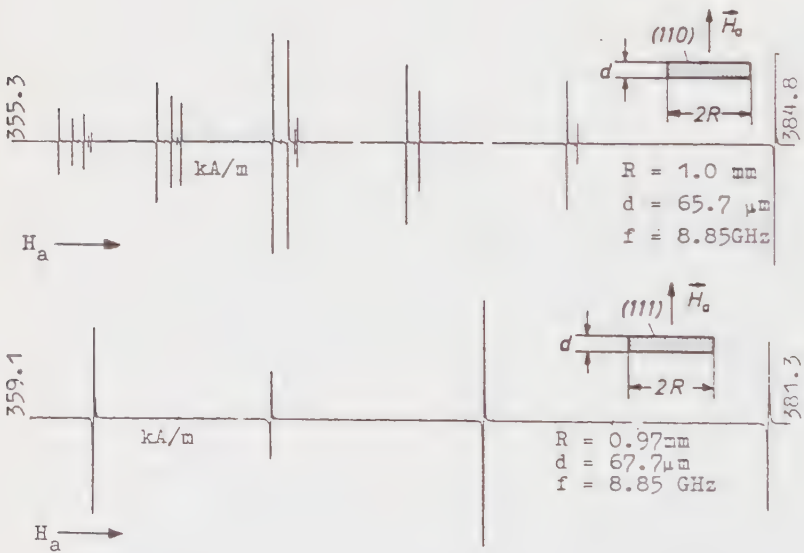


Abb.4.7 Vergleich der Eigenschwingungsspektren eines (110) und (111) orientierten Dünnschliffs.

Kristall: G12/O (oben), G4/I (unten) (s. Anhang 8, Abschnitt 8.3)

v : Zahl der Nullstellen auf dem Umfang = Zahl der Knotenebenen senkrecht zu den Zylinderflächen.

$p - 1$: Zahl der Nullstellen in z -Richtung = Zahl der transversalen Knotenebenen. p berücksichtigt die Vielfachheit der Lösungen k_{zII} von Gl. (3.14) für e in k_r .

Obige Indizierung der Eigenschwingungen ist in Übereinstimmung mit der von Ikuzawa [13] und wurde der von Bornmann u.a. [45] vorgezogen, da es nur so möglich ist, auch die Resonanzen der (110)-Schichten ganzzahlig anzugeben. Da hier im Experiment nur Eigenschwingungen mit $p = 1$ festgestellt wurden, wird auf die Mitnahme dieses Index im folgenden verzichtet. Als Beispiel zur Indizierung von Eigenschwingungen wird in Abb. 4.5 das Spektrum eines (110)-Dünnschliffs wiedergegeben. Hierzu werden zunächst die Anregung und Intensität der einzelnen Schwingungstypen mit Gln. (4.3) und (4.4) untersucht. Man erkennt dabei, daß in einem homogenen Wechselfeld $\vec{h}_a$ bei idealen (111)-Schichten nur die Anregung der Hauptserie (1,n) möglich ist. Wird aber die Rotationssymmetrie der Struktur bezüglich des äußeren Gleichfeldes $\vec{H}_a$ gestört - dies ist bei (110)-Schichten aufgrund der Anisotropie immer der Fall und kann bei (111)-Schichten z.B. durch eine mechanische Störung des Randes verursacht werden - so ist auch die Anregung nicht rotationssymmetrischer Eigenschwingungen möglich [45,46]. Die Eigenschwingung (1,1) (Abb. 4.5 und 4.6) ist die mit der größten Wellenlänge und geht im Grenzfall $R \rightarrow \infty$ in die Kittel'sche Resonanz über. Sie ist die Grundschiwingung. Die Eigenschwingungen (-1,1) und (3,1) (Abb. 4.6) sind bei (111)-Schichten entartet, während im Fall von (110)-Schichten diese Entartung aufgehoben ist, wie aus Abb. 4.5 und 4.7 zu erkennen. Daher zeigt das Spektrum von (110)-Schichten weitaus mehr Linien als das der (111)-Schichten. Die Linienbreite ΔH der Grundschiwingung der (111)-Schicht beträgt ungefähr 50 A/m, die der (110)-Schicht 30 A/m. Sie nimmt in beiden Fällen mit wachsendem n leicht ab.

4.2.2 Eigenschwingungsspektren einkristalliner Dünnschliffe und epitaktischer Schichten gleicher Kristallorientierung

Epitaktische Schicht sind in mancher Hinsicht einkristallinen Dünnschliffen überlegen. Sie lassen sich einfach in gewünschten Abmessungen herstellen und

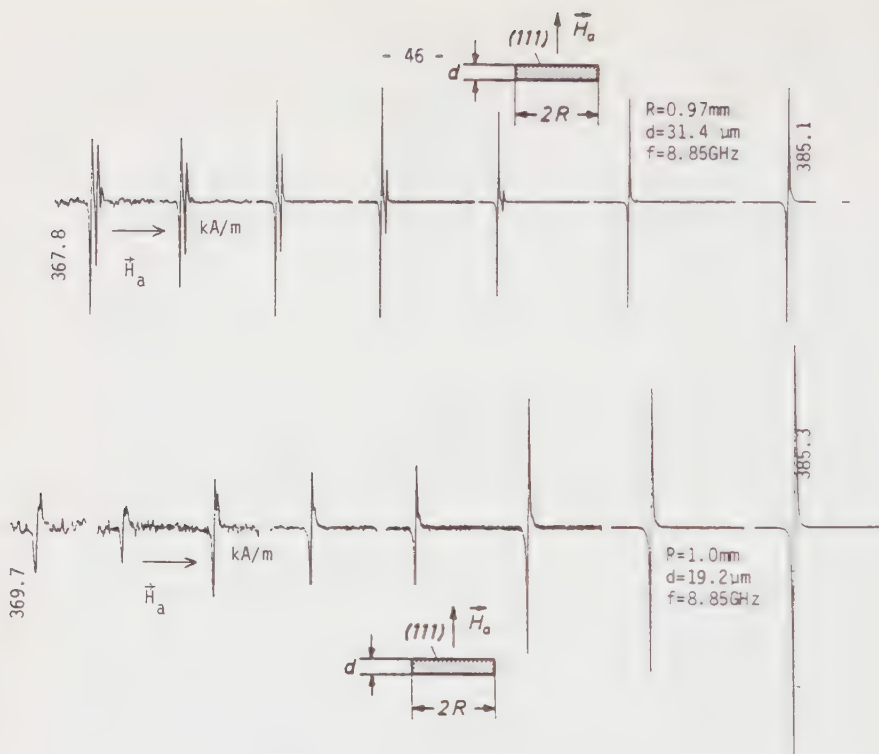


Abb.4.8 Vergleich des Eigenschwingungsspektrums eines Dünnschliffs mit dem einer epitaktischen Schicht.

oben: Dünnschliff G1/1 (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

unten: epitaktische Schicht A2/- (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

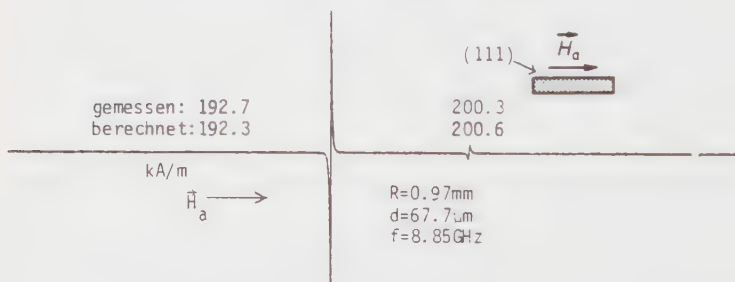


Abb.4.9 Eigenschwingungsspektrum eines einkristallinen, kreisförmigen Dünnschliffs bei äußerem Gleichfeld parallel zur Schicht.

Kreis- $\vec{H}_a$: $\vec{H}_a$ (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

weisen eine hohe mechanische Stabilität auf. Durch sie kann die Ausnutzung magnetostatischer Wellen in Mikrowellenbauelementen erleichtert und erweitert werden, sobald sich die bisher erreichte maximale Schichtdicke ($\approx 100 \mu\text{m}$) noch steigern läßt. Daher wird im folgenden das Verhalten von epitaktischen Schichten im Mikrowellenbereich untersucht und mit dem von Dünnschliffen verglichen. Zur Verfügung standen nur epitaktische Schichten mit der (111)-Ebene als Schichtebene, so daß ein Vergleich sich auf diese Kristallorientierung beschränkt. Als Vergleichskriterien bieten sich bei äußerem Gleichfeld senkrecht und parallel zur Ferritschicht das jeweils angeregte Spektrum und die Linienbreite der Eigenschwingungen an.

Bei äußerem Gleichfeld senkrecht zur Ferritschicht zeigt sich, daß das Eigenschwingungsspektrum der epitaktischen Ferritschicht fast ausschließlich aus der Hauptserie (1,n) besteht, während die Dünnschliffe Nebenresonanzen aufweisen (Abb. 4.8). Die Linienbreite ΔH beträgt bei den Dünnschliffen ungefähr 60 A/m für die Grundschiwingung, fällt bis zur dritten Oberschiwingung (1,3) leicht ab und steigt zu höheren Eigenschwingungen hin wieder an. Gleiches Verhalten zeigen, bei einer Linienbreite von 100 A/m oder 60 A/m für die Grundschiwingungen, die mit Wismut oder Lanthan dotierten Schichten.

Liegt das äußere Gleichfeld parallel zur Ferritschicht, so ist im Gegensatz zur senkrechten Resonanz bei kreisförmigen Strukturen sowohl bei Dünnschliffen als auch bei epitaktischen Schichten fast nur die Anregung der Grundschiwingung zu beobachten (Abb. 4.9). Die Berechnung der Eigenfrequenzen erfolgte näherungsweise für eine äquivalente quadratische Schicht. Dabei ergab sich für die Kantenlänge a des Quadrats als optimaler Wert $a = \sqrt{2}R$. Berechnete und gemessene Resonanzfeldstärken stimmten in allen Fällen so gut überein (Abb. 4.9), daß auf eine exaktere Rechnung verzichtet werden konnte. Die beobachteten Linienbreiten sind weitaus größer als bei äußerem Gleichfeld senkrecht zur Ferritschicht. Die mit Lanthan dotierte Schicht weist mit 112 A/m gegenüber dem Dünnschliff mit 120 A/m und der mit Wismut dotierten Schicht (170 A/m) die günstigste Linienbreite auf. Versuche, bei äußerem Gleichfeld parallel zur Ferritschicht durch Drehen der Probe um die Flächennormale die Anisotropie in der (111)-Ebene zu messen, schlugen fehl. Die durch geringe Fehlorientierungen verursachten Resonanzfeldverschiebungen sind weitaus größer als die erwarteten Meßwerte [47].

4.2.3 Das Eigenschwingungsspektrum in Abhängigkeit von den geometrischen Abmessungen der Schichten

Schichtdurchmesser und Schichtdicke gehen in das zu berechnende Eigenschwingungsspektrum einmal durch die Dispersionsbeziehung - Gln. (3.14) und (3.15) -, zum anderen durch die Resonanzbedingung (3.30) ein. Änderungen in den Abmessun-

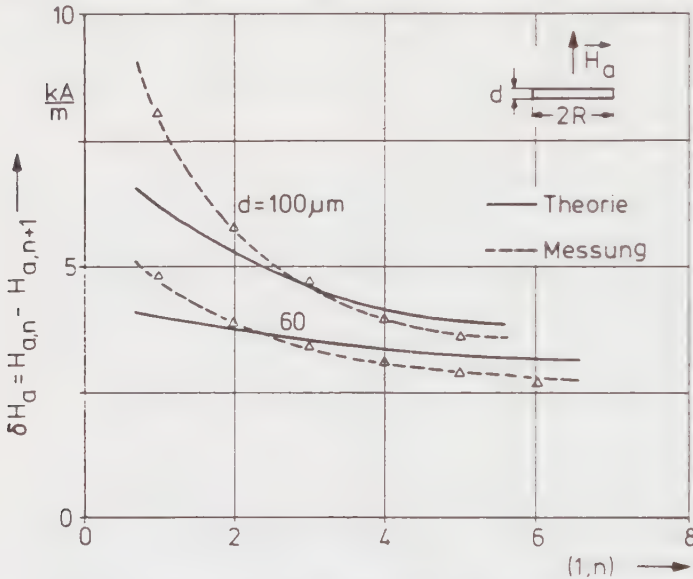


Abb.4.10 Abstand der Resonanzfeldstärken von Eigenschwingungen als Funktion der Ordnungszahl n für verschiedene Ferritschichtdicken d . Kristalle: G9/0, G13/0 (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

gen der Struktur machen sich daher in den Eigenfrequenzen stark bemerkbar. Trägt man den gemessenen und berechneten Abstand ΔH_d der Eigenschwingungen für verschiedene Dicken d der Ferritschicht als Funktion der Ordnungszahl n auf (Abb. 4.10), so stellt man fest, daß bei kleinen Ordnungszahlen n die Linien des gerechneten Spektrums enger liegen als die des gemessenen, und sich dieser Befund mit wachsendem n umkehrt. Die Abweichung bei kleinen Ordnungszahlen ist auf die Vernachlässigung der elektromagnetischen Ausbreitungsvorgänge

zurückzuführen: Bei deren Berücksichtigung erfolgt zu konstantem Phasenmaß eine Eigenfrequenzverschiebung zu niedrigeren Werten (Abb. 3.12), was bei konstanter Meßfrequenz einer Magnetfeldänderung zu höheren Werten entspricht. Bei größeren Ordnungszahlen n , d.h. bei mehreren Wellenlängen über den Probendurchmesser $2R$, macht sich die Abhängigkeit des Entmagnetisierungsfaktors von r (Abb. 3.7) bemerkbar. Daher liegen die im Experiment bestimmten Resonanzfeldstärken über den mit $N(0,0)$ berechneten Werten.

Weitere Untersuchungen an Strukturen mit Dünnschliffen und epitaktischen Schichten sind im Anhang, Abschnitt 8.4, zusammengestellt. Dabei wurden den Berechnungen der Eigenschwingungsspektren dotierter epitaktischer Schichten die gleichen Werte für Magnetisierung und Kristallanisotropiekonstante zugrunde gelegt wie der nicht dotierten YIG-Schicht. Hierauf ist die weniger gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung zurückzuführen. Insgesamt ist aber der Fehler bei der Bestimmung der Resonanzfeldstärken nicht größer als 2 % des äußeren Gleichfeldes. Die magnetostatische Näherung ist somit bei den Abmessungen der hier untersuchten Schichten ohne wesentlichen Fehler anwendbar.

4.2.4 Einfluß einer metallischen Grundplatte auf das Eigenschwingungsspektrum

Die Auswirkung metallischer Berandungen auf ferrimagnetische Resonanzerscheinungen ist seit langem bekannt und wird bei der homogenen Präzession häufig als "Wandeffekt" bezeichnet [34]. Untersuchungen über den Einfluß einer metallischen Grundplatte auf das magnetostatische Eigenschwingungsspektrum dünner Ferritschichten führten Yukawa und Ikonoue [48] durch. Die von diesen Autoren gezeigten Meßkurven weisen eine ungewöhnlich hohe Linienbreite auf. Gleichartiges Verhalten wurde auch im Rahmen dieser Arbeit beobachtet, wenn die Metallisierung wie bei Yukawa und Ikonoue mit Hilfe einer Silberpaste hergestellt wurde. Benutzt man indessen den Boden der Hohlleitung als metallische Grundplatte für die Struktur, dann kann keine abnorme Linienverbreiterung mehr festgestellt werden. Dieses Verfahren hat zudem den Vorteil, daß der Einfluß einer dielektrischen Schicht zwischen Ferrit und Metallisierung untersucht werden kann. In Abständen kleiner als $300\text{ }\mu\text{m}$ macht sich eine Verschiebung des Gesamtspektrums zu niedrigeren Magnetfeldern bemerkbar (Abb. 4.12). Gleich-

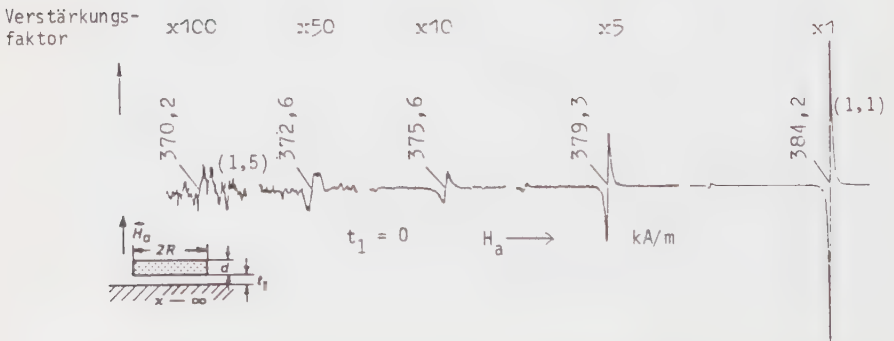
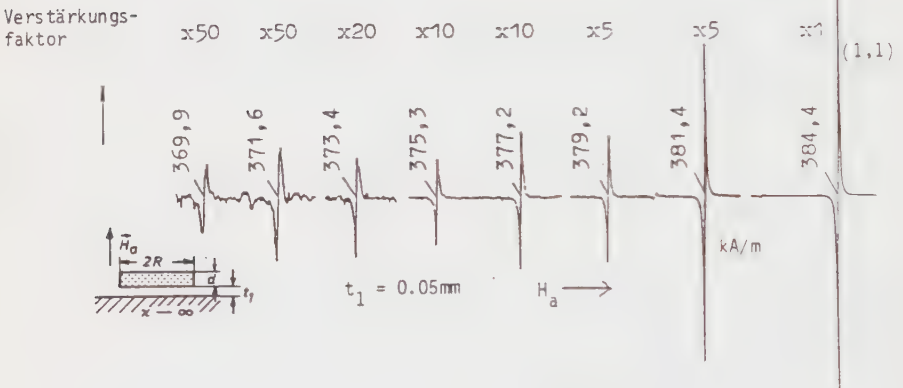
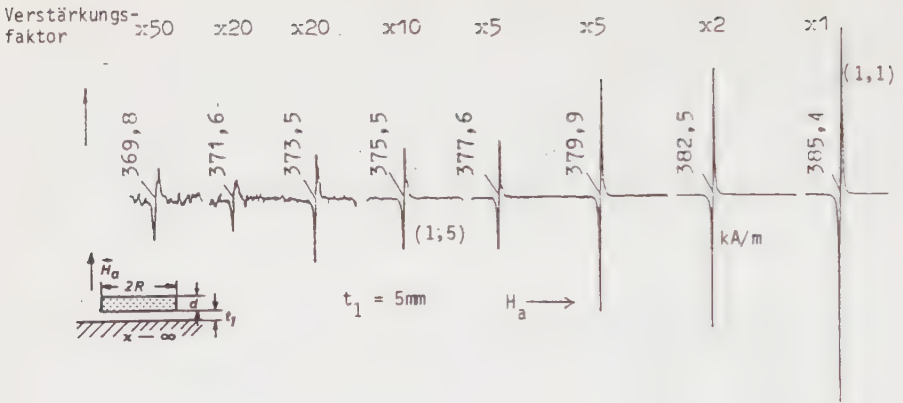


Abb. 4.11 Eigenschwingungsspektrum einer epitaktischen Schicht als Funktion des Abstandes t_1 vor der metallischen Grenzplatte.
Kristall: A2-(s. Anhang, Abschnitt 8.5)

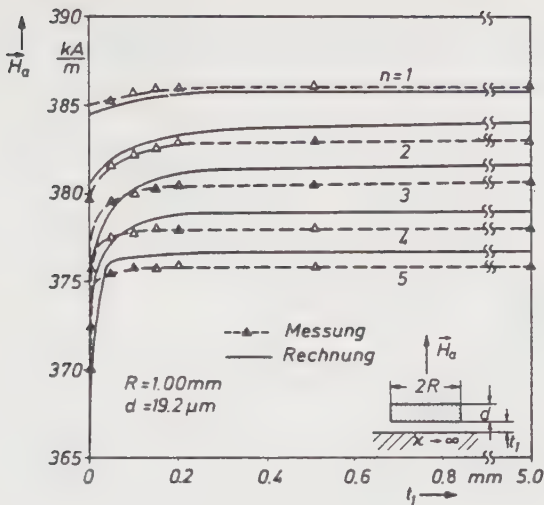


Abb. 4.12 Resonanzfeldstärken verschiedener Eigenschwingungen einer epitaktischen Ferritschicht als Funktion des Abstandes t_1 von der Metallisierung.
Kristall: A2/- (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

zeitig nimmt der Abstand der Eigenschwingungen stark zu (Abb. 4.11). Wesentlich interessanter für Anwendungen ist die Beobachtung, daß durch die Metallisierung eine unterschiedliche Schwächung der einzelnen Eigenschwingungen erfolgt. Während die Grundschiwingung (1,1) ihre Intensität fast beibehält, wird z.B. die Eigenschwingung (1,5) um den Faktor 20 abgedämpft. Somit kann die einseitige Metallisierung der Ferritschicht eine Methode zur Unterdrückung unerwünschter Eigenschwingungen sein.

4.3 Meßergebnisse - Teil II: Eigenfrequenzen in Abhängigkeit von physikalischen Parametern

Ein wesentliches Kriterium für die Verwendung von Ferritschichten in integrierten Mikrowellenschaltungen ist das Verhalten bei höheren Leistungen und Temperaturen sowie gegen mechanische Spannungen. Die im folgenden wiedergegebenen, im Experiment erzielten Ergebnisse, sollen einige Anhaltspunkte über den Einfluß dieser Parameter liefern.

4.3.1 Das Verhalten bei höheren Leistungen

Erhöht man bei einer Messung schrittweise die Mikrowellenleistung, so ergibt sich für die Grundschiwingung (1,1) der in Abb. 4.13 wiedergegebene Verlauf. Die entsprechenden Meßkurven für die ersten drei Eigenschwingungen sind im Anhang, Ab-

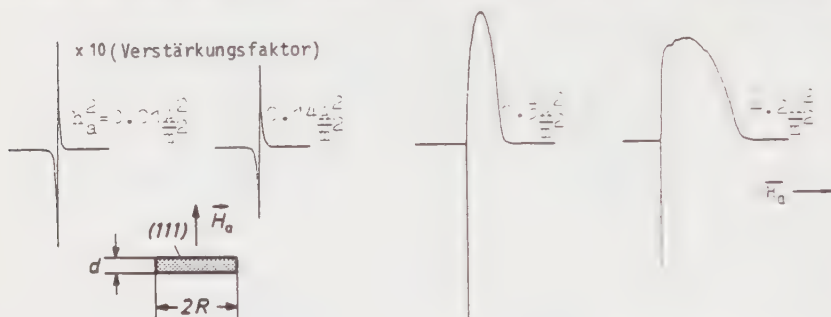


Abb. 4.13 Absorptionsverlauf der Eigenschwingung (1,1) für verschiedene magnetische Wechselfelder am Probenort.

Kristall: G1/1 (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

schnitt 8.5, für einen Dünnschliff und eine epitaktische Schicht wiedergegeben. Den Kurven entnimmt man, daß sich zu höheren Leistungen hin bei zunächst konstant bleibender Resonanzfeldstärke die Linienbreite vergrößert. Erst bei noch höheren Leistungen verschiebt sich die Resonanzfeldstärke. Eigenschwingungen höherer Ordnungszahl n werden von dieser Verschiebung weniger und später betroffen als die Grundschiwingung (Abb. 4.14). Verantwortlich für die Resonanzfeldverschiebung ist die Abnahme der Komponente von $\vec{M}$ in Richtung des Gleichfeldes. Jede Änderung von $\vec{M}$ geht nämlich stark über das entmagnetisierende Feld in das innere Feld ein. Aus einer Vielzahl von Messungen können für die Grundschiwingung folgende Anhaltswerte für Linienverbreiterung und Resonanzfeldverschiebung angegeben werden:

a) Linienverbreiterung tritt auf, wenn

$$\frac{\Delta H(h_a \rightarrow 0)}{h_a} \lesssim 60$$

wird.

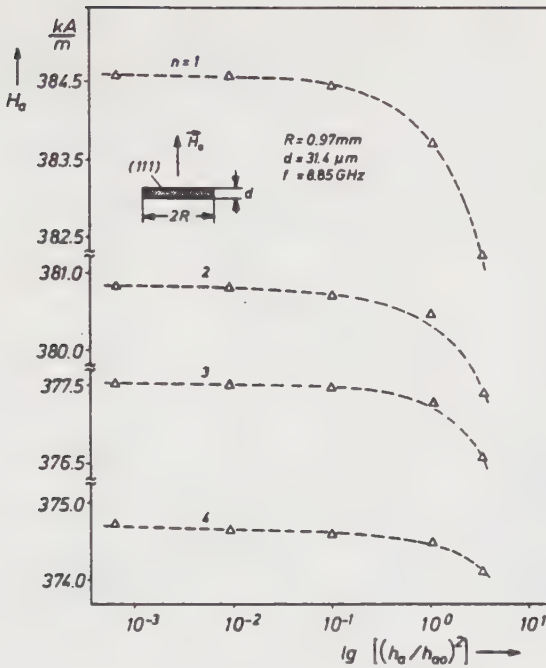


Abb. 4.14 Resonanzfeldstärken verschiedener Eigenschwingungen als Funktion des magnetischen Mikrowellenfeldes h_a am Probenort. ($h_{a0} = 1 \text{ A/m}$) Kristall: G1/1 (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

b) Resonanzfeldverschiebung ist zu beobachten, wenn

$$\frac{\Delta H(h_a \rightarrow 0)}{h_a} \lesssim 20$$

gilt.

Beide Ergebnisse stimmen größenordnungsmäßig mit den in der Literatur für die gleichförmige Präzession zu findenden Werten überein [20,34] .

4.3.2 Temperatureinfluß

Temperaturabhängig sind Sättigungsmagnetisierung und Kristallanisotropie. Temperaturschwankungen machen sich daher im Eigenschwingungsspektrum durch Verschiebung der Resonanzfeldstärken und, wenn auch geringfügig, durch

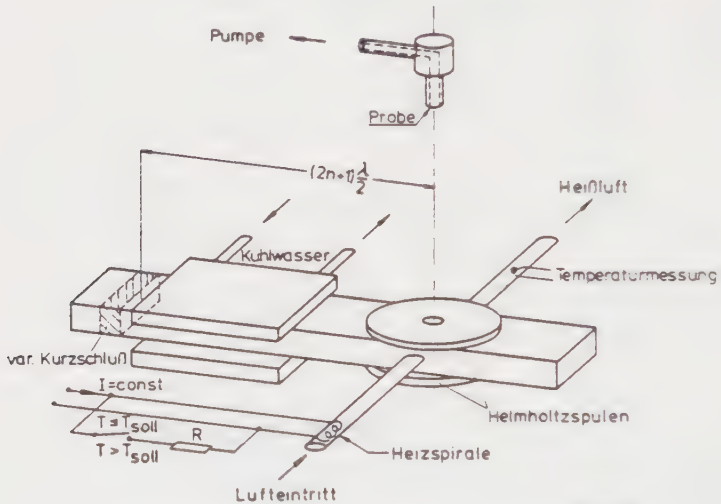


Abb.4.15 Experimentelle Anordnung zur Messung des Temperaturverhaltens von Eigenschwingungen

Änderung der Linienbreite bemerkbar. Mit der in Abb.4.15 skizzierten Anordnung wird das Temperaturverhalten der Eigenschwingungen untersucht. Die Aufheizung der Struktur erfolgt durch einen Luftstrom, der an einer Heizspirale vorbeiströmt. Als Probenhalterung bewährte sich eine Glaskapillare, an der die Probe durch den Sog einer Vakuumpumpe gehalten wurde. Die Temperaturmessung erfolgt im Luftstrom außerhalb der Hohlleitung mit einem Thermoelement. Zur Bestimmung der Temperatur am Probenort werden dort Vergleichsmessungen vorgenommen.

Bei schrittweiser Erhöhung der Temperatur verschieben sich die Eigenschwingungen zu niedrigeren Resonanzfeldstärken und das gesamte Spektrum rückt zusammen (Abb.4.16). Um die Resonanzfeldstärken rechnerisch angeben zu können benötigt

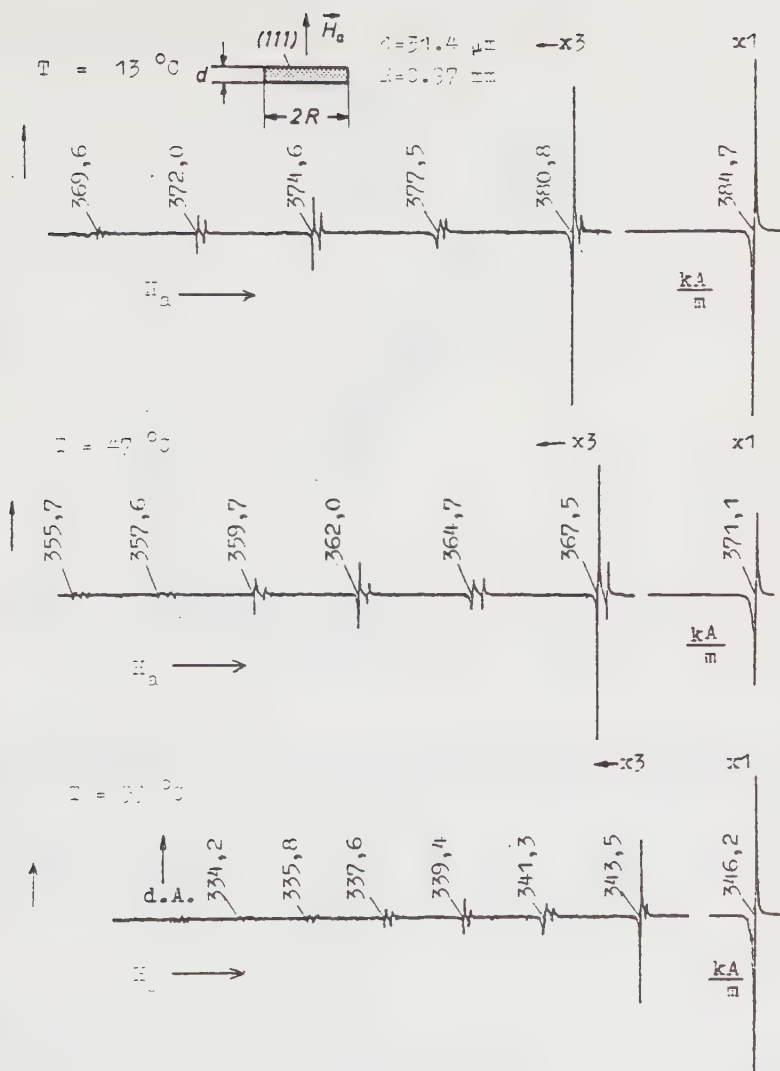


Abb. 4.16 Eigenschwingungsspektrum eines Dünnschiffs für verschiedene Temperaturen T . Kristall: G1/1 (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

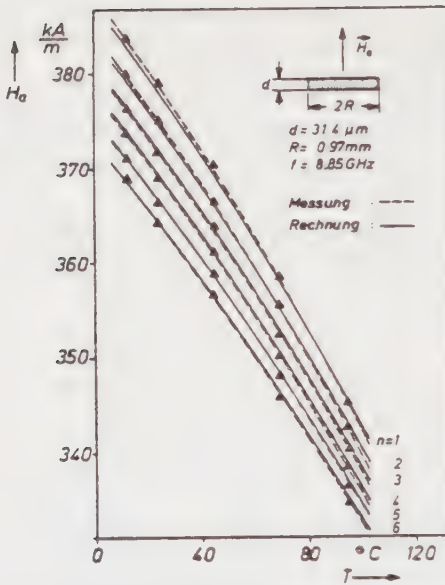


Abb. 4.17 Die Resonanzfeldstärken verschiedener Eigenschwingungen als Funktion der Probestemperatur T .
 Kristall: G1/1 (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

man die Temperaturabhängigkeit von Sättigungsmagnetisierung und Anisotropiekonstante. Deren Verlauf läßt sich in dem hier interessierenden Bereich aus den Kurven für YIG [17] durch

$$M_S(T) = \frac{1}{4\pi} (1845 - 4.8 T/T_0 - 0.01 (T/T_0)^2) \text{ kA/m}$$

und

$$K_1(T) = (-6.67 + 0.0408 T/T_0) \cdot 10^2 \text{ J/m}^3, T_0 = 1^{\circ}C$$

approximieren. Damit ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Werten der Resonanzfeldstärke (Abb. 4.17). Im Anhang, Abschnitt 3.6, sind weitere Meßkurven für epitaktische Schichten zusammengestellt, für die das genaue Temperaturverhalten von M_S und K_1 nicht bekannt ist.

4.3.3 Magnetostruktive Eigenschaften

Wenn bei der Untersuchung der Eigenschwingungsspektren von Dünnschliffen die Proben mit Wachs auf der Halterung aufgeklebt waren, erwiesen sich bei einigen Messungen Resonanzfeldstärken, Linienbreiten und Intensität der Linien als nicht reproduzierbar. Es wurde vermutet, daß mechanische Spannungen die Ursache dieses Verhaltens waren. Zur systematischen Klärung der Abhängigkeit des Eigenschwingungsspektrums von mechanischen Spannungen wurde in Anlehnung an B. Hoekstra u.a. [49] die in Abb.4.18 wiedergegebene Halterung verwendet, mit der über einen angespitzten Glasstab punktförmig Druck auf die Probe ausgeübt werden konnte. Da Dünnschliffe dabei zerstört würden, konnten nur epitaktische

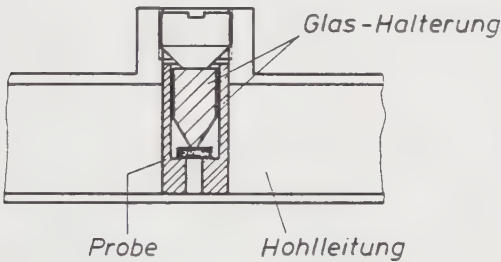


Abb.4.18 Halterung zur Messung magnetostruktiver Eigenschaften dünner Ferritschichten.

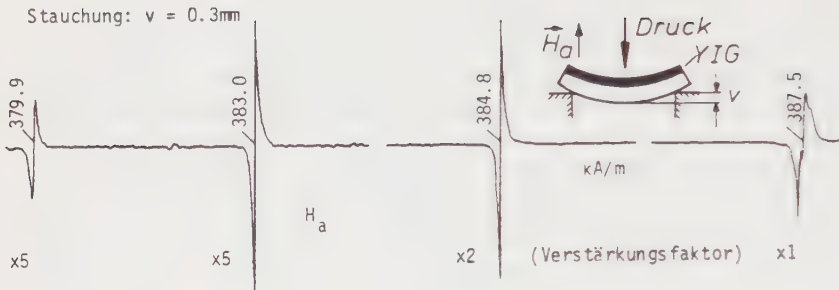
Schichten untersucht werden. Wie Abb. 4.19 zu entnehmen ist, erfolgt eine Verschiebung des gesamten Eigenschwingungsspektrums bei Stauchung zu höheren und bei Dehnung zu niedrigeren Resonanzfeldstärken. Die Gesamtverschiebung ist allerdings bei Stauchung wesentlich geringer als bei Dehnung. Berechnet man aus der Durchbiegung des Kristalls und der Resonanzfeldverschiebung die Magnetostruktionskonstante λ_{111} nach [49], so ergibt sich

$$\lambda_{111} = -1.56 \cdot 10^{-6}$$

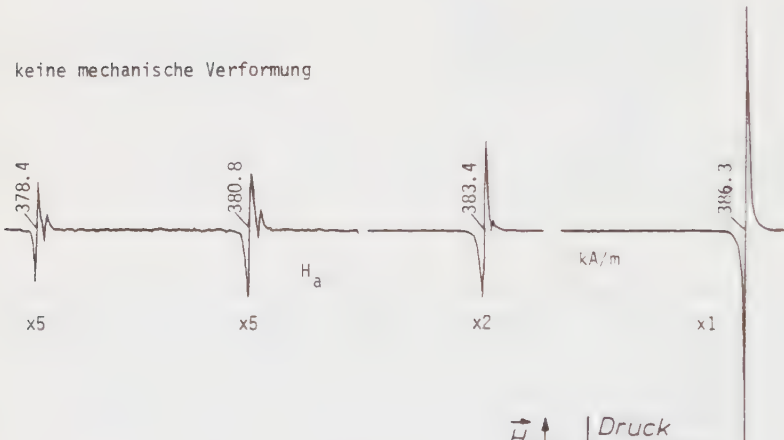
bei Dehnung und

$$\lambda_{111ST} = -0.34 \cdot 10^{-6}$$

bei Stauchung. Demgegenüber findet man für einen kompakten YIG-Einkristall den Wert $\lambda_{111} = -2.8 \cdot 10^{-6}$ [50].



keine mechanische Verformung



Dehnung: $v = 0.3\text{mm}$

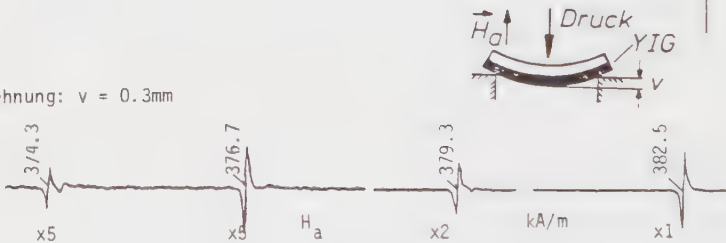


Abb.4.19 Die Auswirkung mechanischer Verformung auf das Eigenschwingungsspektrum des Kristalls A2/-. (s. Anhang, Abschnitt 3.3)

5. ANWENDUNGEN FÜR DIE PRAXIS

Vorschläge für Mikrowellenbauelemente, die magnetostatische Wellen ausnutzen, wie Verzögerungsleitungen, Resonatoren und Filter finden sich schon in der Fachliteratur [51,52,53,54]. Dabei werden überwiegend epitaktische Schichten magnetisierten Ferrits eingesetzt. Deren endliche Abmessungen haben, wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, Eigenschwingungen zur Folge, die sich bei bestimmten Anwendungen sehr störend bemerkbar machen. Darüberhinaus fehlen dem Anwender oft Angaben über Kristallparameter wie z.B. die Kristall-anisotropiekonstanten, deren Kenntnis die Entwicklung und Optimierung von Bauelementen erleichtert. Daher wird im folgenden an rechteckförmigen Dünnschliffen bekannter Kristallorientierung untersucht ob und wann die Bestimmung der Anisotropiekonstanten K_1 möglich ist. Anschließend wird eine Methode zur Unterdrückung unerwünschter Eigenschwingungen aufgezeigt.

5.1 Messung der Kristallanisotropiekonstante

Es ist seit langem bekannt, daß die Anisotropiekonstanten sich aus der ferri-magnetischen Resonanz bestimmen lassen [21]. Hierzu wird an einer Probe das zur Resonanz notwendige äußere Gleichfeld in verschiedenen Kristallrichtungen bestimmt. Für solche Messungen sind Kugeln aufgrund der bei der Drehung gleichbleibenden Entmagnetisierung besonders geeignet. In dieser Arbeit wird nun gezeigt, daß auch an dünnen Schichten die Bestimmung der Anisotropiekonstante erfolgen kann. Wie schon in den vorangehenden Kapiteln wird wieder zwischen äußerem Gleichfeld senkrecht und parallel zur Schicht unterschieden.

A) Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Schicht

Bei den hier verwendeten YIG-Materialien wird die Kristallanisotropieenergie praktisch durch die Konstante K_1 beschrieben. Zu deren Bestimmung werden die Eigenschwingungsspektren zweier geometrisch identischer, kristallographisch verschieden orientierter (110)-Schichten (Abb. 5.1) ausgewertet. Das äußere Gleichfeld wird bei beiden Proben senkrecht zur Schicht und damit in der gleichen Kristallrichtung angelegt. Die Ermittlung von K_1 beruht auf den unter-

schiedlichen Ausbreitungskonstanten k_x und k_y der magnetostatischen Wellen in beiden Fällen. Dieses Verfahren unterscheidet sich somit wesentlich von

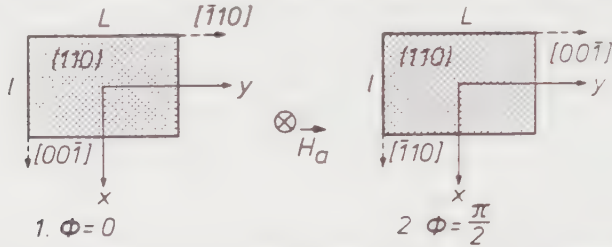


Abb. 5.1 Probengeometrie und Kristallorientierung zur Bestimmung von K_1 . (Erklärung von Φ in Abb. 2.6) $\vec{H}_a$ senkrecht zur Schicht.

der eingangs skizzierten Methode an Kugeln. Mit dem Ansatz

$$\vec{m} = \underline{A} \cos(k_y y) \cos(k_x x) F(z) (\vec{u}_x - j\vec{u}_y) \quad (5.1)$$

für die Wechselfeldmagnetisierung und der Forderung $\vec{m} = 0$ an den Kanten der Probe, ergeben sich für die Ausbreitungskonstanten die Bedingungen

$$k_x = \frac{(m+1) \cdot \pi}{l}, \quad k_y = \frac{(n+1) \cdot \pi}{L}, \quad n, m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5.2)$$

Anhand Gl'n. (4.3) und (4.4) kann man nachweisen, daß nur für

$$n, m = 0, \pm 2, \pm 4, \dots \quad (5.3)$$

Leistung aus einem über das Probenvolumen homogenen Wechselfeld absorbiert wird. Die Indizierung von Eigenschwingungen erfolgt zweckmäßig durch das Zahlenpaar $(m+1, n+1)$. Im Anhang, Abschnitt 8.7, ist das typische Eigenschwingungsspektrum einer rechteckförmigen Schicht wiedergegeben.

Zur Bestimmung von K_1 wird für $\Phi = 0$ (Index 1) und $\Phi = \pi/2$ (Index 2) (Abb. 5.1) zunächst die Ausbreitungskonstante

$$k_{si} = (k_{xi}^2 + k_{yi}^2)^{1/2}, \quad i = 1, 2 \quad (5.4)$$

berechnet. Das zugehörige k_{zIIi} ergibt sich aus der charakteristischen

Gleichung (3.4). Subtrahiert man die Zusatzbedingungen (3.5) voneinander, so folgt die Bestimmungsgleichung für K_1

$$\left(\frac{k_{zII2}}{k_{s2}}\right)^2 - \left(\frac{k_{zII1}}{k_{s1}}\right)^2 = D_{1/2} = \frac{M}{\Omega_{x2}\Omega_{y2} - (\omega/\gamma)^2} \left\{ \Omega_{y2} \sin^2 \psi_2 + \Omega_{x2} \cos^2 \psi_2 \right\} - \frac{M}{\Omega_{x1}\Omega_{y1} - (\omega/\gamma)^2} \left\{ \Omega_{y1} \cos^2 \psi_1 + \Omega_{x1} \sin^2 \psi_1 \right\}, \quad (5.5)$$

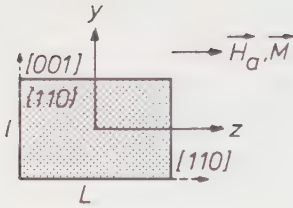
wobei K_1 über Gl.n. (2.26) und (2.18) in Ω_{xi} und Ω_{yi} eingeht. Beschränkt man sich bei den beiden Strukturen von Abb. 5.1 auf Eigenschwingungen gleicher Ordnungszahl, d.h. setzt man $m_1 = m_2$, $n_1 = n_2$ dann ergibt sich mit $k_{s1} = k_{s2}$ und $k_{zII1} = k_{zII2}$ aus Gl. (5.5)

$$D_{1/2} = 0, \quad \psi_1 = \psi_2. \quad (5.6)$$

Aufgrund dieser Vereinfachung von Gl. (5.5) ist es nicht mehr notwendig die k_{zIIi} über die charakteristische Gleichung (3.4) zu bestimmen. Numerische Untersuchungen der Gl. (5.5) mit verschwindender linker Seite zeigten allerdings, daß die beschriebene Methode nur bedingt anwendbar ist. So ergab sich für die YIG-Dünnschiffe bei einer Temperatur von -150°C ein rechnerischer Unterschied von nur 1.2 kA/m in der Resonanzfeldstärke für den Abstand der beiden Eigenschwingungen $(3,1)_1$ und $(3,1)_2$. Dieser Wert ist zu gering, um ihn in einem äußeren Gleichfeld von 400 kA/m reproduzierbar zu messen. Ferner muß man berücksichtigen, daß zwei geometrisch identische Schichten notwendig sind und damit weitere Fehlerquellen entstehen können. Insgesamt ergibt sich daher, daß bei äußerem Gleichfeld senkrecht zur Schicht die Bestimmung der Anisotropiekonstante nach obiger Methode nur dann erfolgreich durchgeführt werden kann, wenn die beiden Proben identische Abmessungen haben und die Anisotropieenergie in den Kristallrichtungen senkrecht zum äußeren Gleichfeld hinreichend verschieden ist.

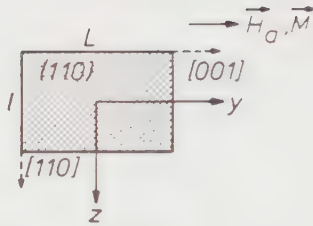
B) Äußeres Gleichfeld parallel zur Schicht

Im Gegensatz zu dem in A) beschriebenen Verfahren ergibt sich jetzt die Möglichkeit das äußere Gleichfeld in zwei verschiedenen Kristallrichtungen anzulegen. Unter Beibehaltung von zwei geometrisch identischen, kristallogra-



$$\theta_{20} = \beta = \frac{\pi}{2}$$

Abb. 5.2a $L \parallel [110]$



$$\theta_{20} = \beta = 0$$

Abb. 5.2b $L \parallel [001]$

Probegeometrie und Kristallorientierung zur Bestimmung von K_2 bei
äußerem Gleichfeld parallel zur Schicht

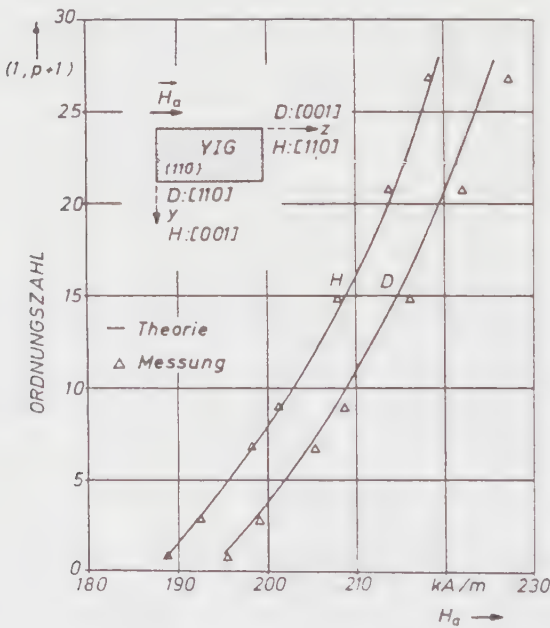


Abb. 5.3 Eigenschwingungsspektren von zwei rechteckförmigen Dünnschläffen
verschiedener Kristallorientierung bei äußerem Gleichfeld parallel zur
längeren Kante

phisch aber verschieden orientierten Dünnschliffen kann das Eigenschwingungsspektrum bei äußerem Gleichfeld jeweils parallel zur Längskante L (Abb. 5.2) aufgenommen werden. Man kann aber auch mit einer Probe auskommen und das äußere Gleichfeld parallel zu beiden Kanten und damit parallel zu beiden Kristallrichtungen orientieren.

Nach dem ersten Verfahren ergeben sich die im Anhang, Abschnitt 8.7, wiedergegebenen Eigenschwingungsspektren 1 und 2. Die dort vorgenommene Indizierung der Eigenschwingungen erfolgt durch das Zahlenpaar $(n+1, p+1)$ wobei diese Indizierung die Zahl der halben Wellenlängen in y- und z-Richtung bedeuten. Gerechnete und gemessene Resonanzfeldstärken sind annähernd gleich (Abb. 5.3), wenn der Rechnung für die Kristallanisotropiekonstante K_1 bei Raumtemperatur der Wert

$$K_1 = - 5.9 \cdot 10^2 \text{ J/m}^3$$

zugrunde gelegt wird, in Übereinstimmung mit dem in der Literatur [17] angegebenen Wert.

Ein Nachteil der eben beschriebenen Methode ist die Erfordernis zweier Proben. Diese Schwierigkeit entfällt bei dem zweiten Verfahren, bei dem das äußere Gleichfeld jeweils in eine der Kristallhauptrichtungen gelegt wird. Dann ergeben sich die im Anhang, Abschnitt 8.7, wiedergegebenen Eigenschwingungsspektren 3 und 4 mit der zugehörigen Auswertung (Abb. 8.10). Um K_1 mit ausreichender Genauigkeit bestimmen zu können, müssen die bei diesem Verfahren unterschiedlichen Entmagnetisierungsfaktoren für beide Magnetisierungsrichtungen berücksichtigt werden. Nur dann erhält man wieder den oben angegebenen Wert.

Die beschriebenen Meßverfahren stellen eine Alternative zur Bestimmung der Kristallanisotropie dar, wenn bei epitaktischen Schichten die Herstellung ellipsoidförmiger Proben nicht möglich ist oder die Meßeinrichtung für statische Verfahren [21] nicht vorhanden sind.

5.2 Unterdrückung störender Eigenschwingungen in Schichten endlicher Abmessungen

Bei Bauelementen auf der Basis magnetostatischer Wellen machen sich, bedingt

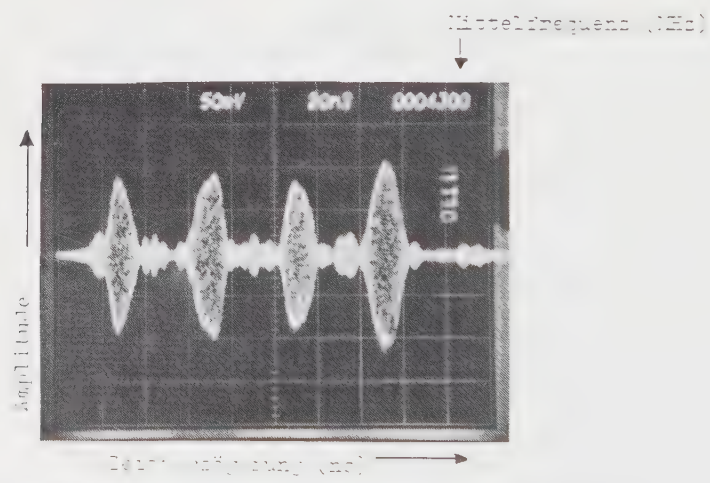
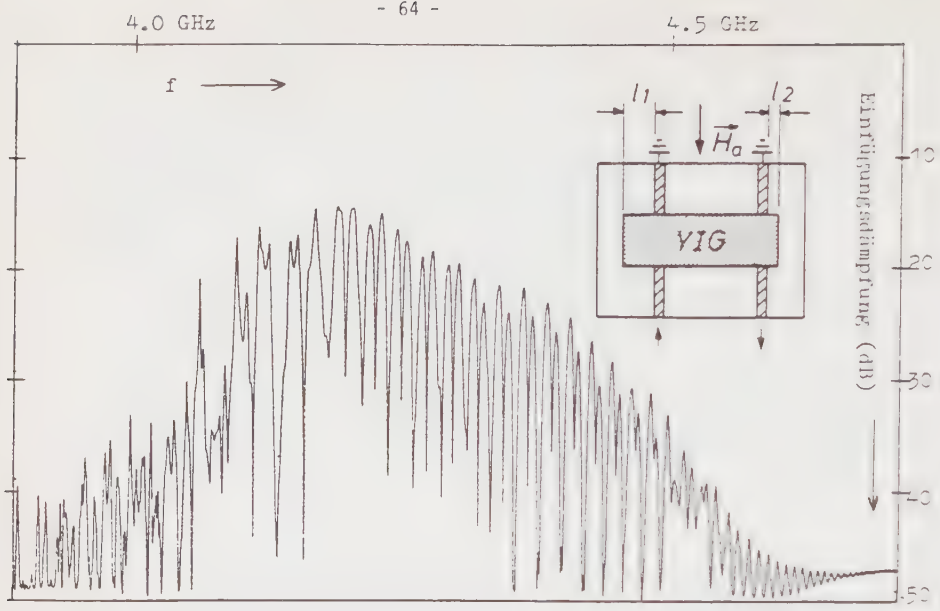


Abb. 8.4 Signalübertragung im Frequenz- und im Zeitbereich.
 YIG-Schicht: 16 cm^2 , Dicke $18 \text{ }\mu\text{m}$
 $l_1 = 6 \text{ mm}$, $l_2 = 1 \text{ mm}$

durch die endlichen Abmessungen der Ferritschicht, oft magnetostatische Eigenschwingungen in den Übertragungseigenschaften störend bemerkbar. Dies wirkt sich bei der im oberen Bild von Abb. 5.4 skizzierten Anordnung im Frequenzbereich durch bis zu 30 dB tiefe Einbrüche in der Übertragungskurve, im Zeitbereich durch eine Folge von reflektierten Impulsen aus (Abb. 5.4, unteres Bild). Die Übertragungskurve wurde im Frequenzbereich von 3.5 bis 5 GHz mit einem Amplitudenanalysator aufgezeichnet, während im Zeitbereich Impulse der Mittelfrequenz 4.3 GHz mit einer Breite von 20 nsec durch einen Pin-Modulator hergestellt und in einem Sampling-System angezeigt wurden. Möglichkeiten zur Unterdrückung der

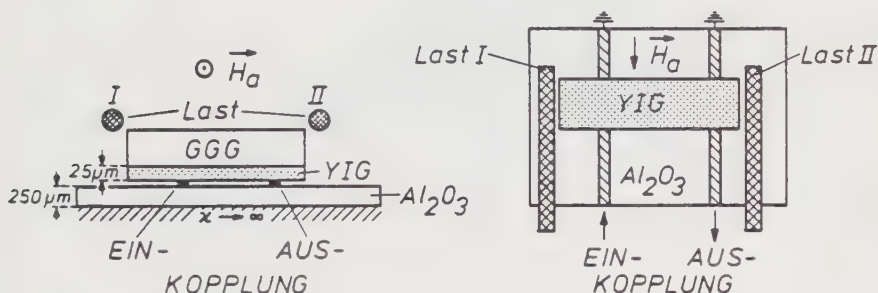


Abb. 5.5 Experimentelle Anordnung zur Untersuchung der Übertragungseigenschaften einer epitaktischen YIG-Schicht

Eigenschwingungen wurden von Collins u.a. [55,56] angegeben. In dieser Arbeit wird die Ferritschicht an beiden Enden durch je einen 10 mm langen, 0,7 mm dicken Weicheisenstift (Sättigungsmagnetisierung $\approx 10^6$ A/m) belastet (Abb. 5.5), die im Abstand von ungefähr 1 mm von den Probenenden geeignet angeordnet werden. Bei Hinzufügen eines oder beider Eisenstifte ergeben sich die Übertragungskurven und Impulsfolgen in den Abb. 5.6 bis 5.8.

Zunächst sollen die Zeitbereichsmessungen interpretiert werden. Die unterschiedlichen Laufwege der Impulse sind in Abb. 5.9 skizziert, wobei die Nummerierung sich auf die im Experiment nach Abb. 5.4 beobachtete Impulsfolge bezieht. Diese Zuordnung wird bestätigt durch die Übertragungseigenschaften der belasteten Schicht. Anhand von Abb. 5.6 kann man erkennen, daß durch Last II die Impulse 2 und 4 unterdrückt werden. Die Last I führt dazu, daß die Impulse 3 und 4

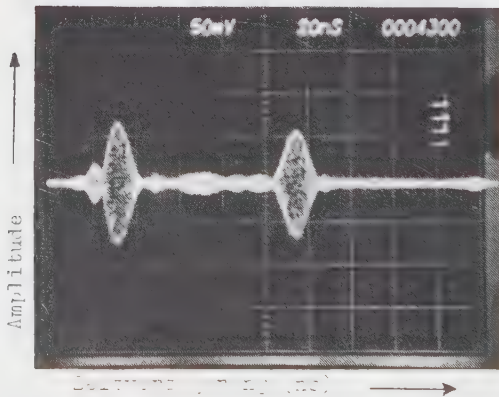
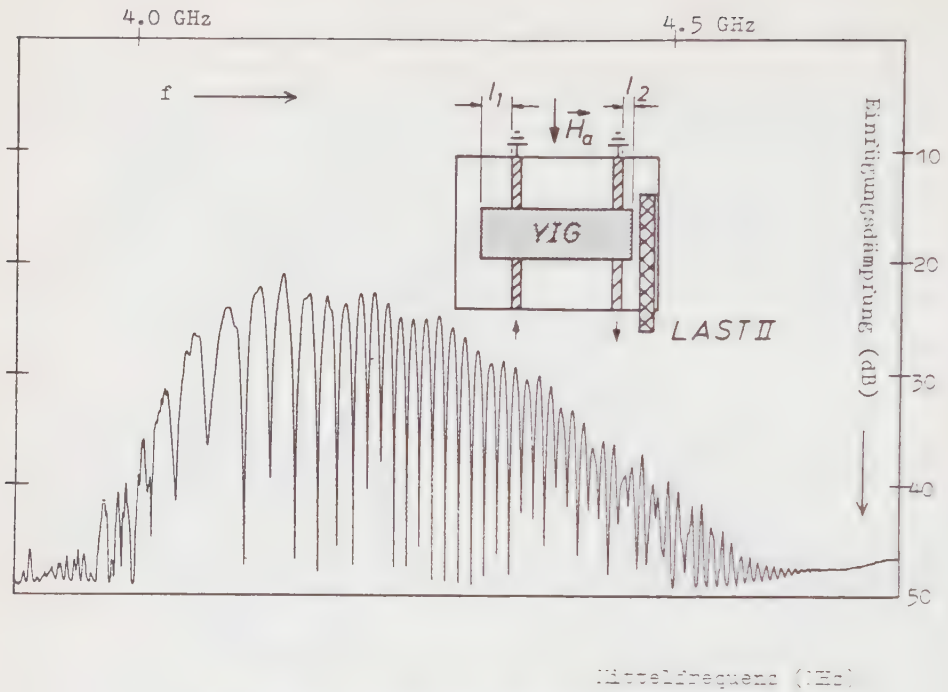


Abb. 8. a) Signalübertragung im Frequenz- und im Zeitbereich.
 YIG-Schicht: 100 μ m, Dicke 18 μ m
 $l_1 = 0$ mm, $l_2 = 0$ mm, Schicht mit Last II.

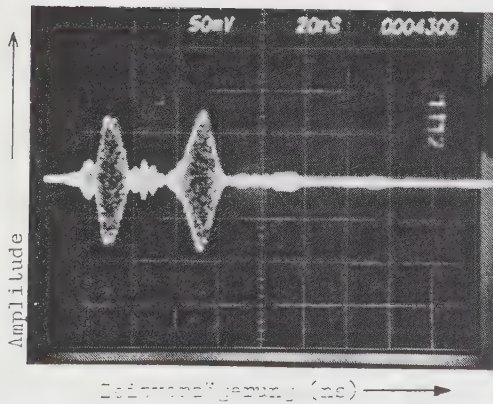
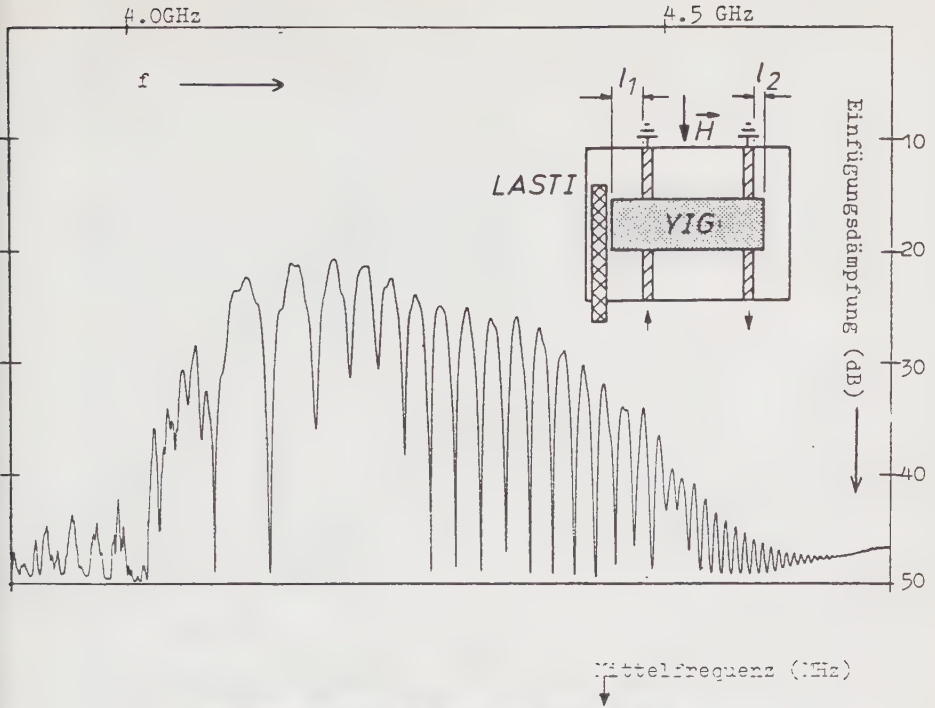


Abb. 5. - Signalübertragung im Frequenz- und im Zeitbereich.
 YIG-Schicht: $16 \pm 3 \text{ nm}$, Dicke $25 \mu\text{m}$
 $l_1 = 6 \text{ mm}$, $l_2 = 5 \text{ mm}$, Schicht mit Last I.

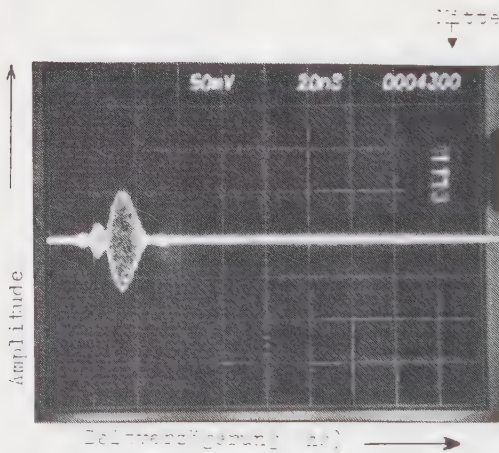
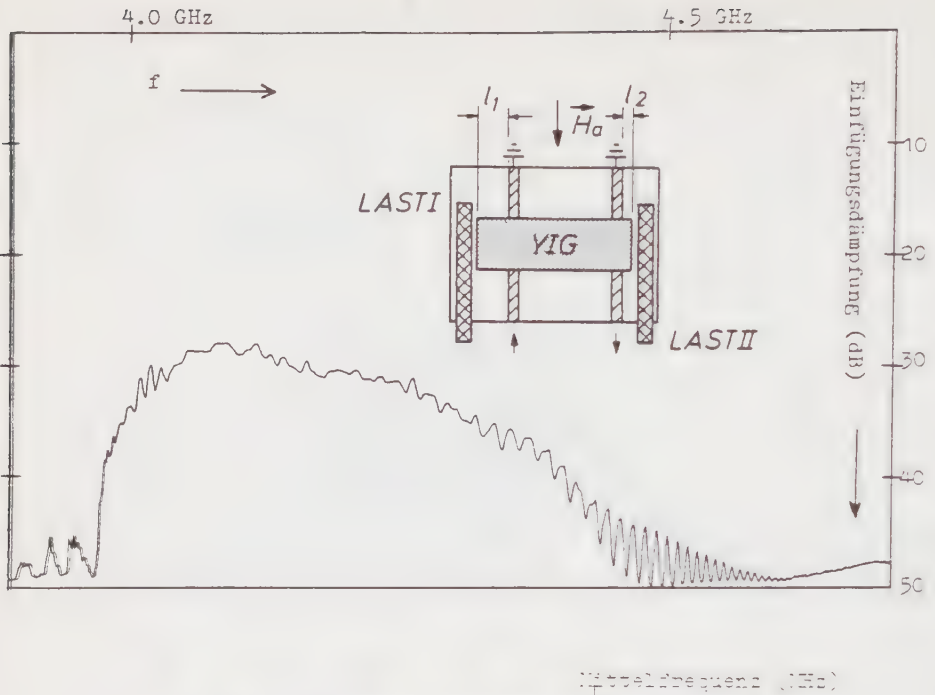


Abb. 5. Signalübertragung im Frequenz- und im Zeitbereich.
 YIG-Schicht: $16\pi3 \text{ mm}^2$, 0.4 mm dick
 $l_1 = 6\text{ mm}$, $l_2 = 6\text{ mm}$, Schicht mit Last I und II.

verschwinden (Abb.5.7). Bei beidseitiger Belastung der Ferritschicht bleibt allein die direkte Überkopplung 1 erhalten. Durch die hier gewählte Richtung des äußeren Gleichfeldes werden die von links nach rechts laufenden Impulse

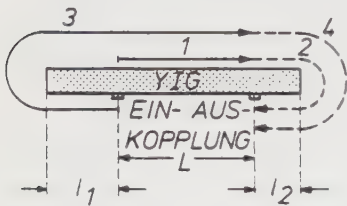


Abb.5.9 Ausbreitungsvorgänge auf einer Ferritschicht

an der oberen, die von rechts nach links laufenden Impulse an der unteren Grenzfläche des Ferrits geführt. Dies kommt deutlich in Abb. 5.4 zum Ausdruck. Dort ist die Amplitude von Impuls 4 trotz der längsten Laufzeit am größten, weil aufgrund der Führung der Welle deren Amplitude am Ort der Ein- und Auskopplung maximal ist.

In der frequenzabhängigen Darstellung führt bei der Anordnung nach Abb. 5.7 die Welle 2 durch Reflexion der Welle am rechten Ende zu einer stehenden Welle. Der Frequenzabstand der Resonanzstellen in der gemessenen Übertragungskurve von Abb. 5.7 stimmt mit dem aus dem Eigenschwingungsspektrum einer Schicht der Länge l_2 berechneten überein. Bei der Anordnung nach Abb. 5.6 kommt es an der Auskopplungsstelle zur Interferenz der Wellen 1 und 3. Der kleinere Frequenzabstand der Resonanzstellen folgt aus $l_2 < l_1$ in Übereinstimmung mit der Rechnung.

Die Unterdrückung der Eigenschwingungen durch die beiden weichmagnetischen Stifte hat ihre Ursache offensichtlich in der Störung des inneren statischen Magnetfeldes im Randbereich der Probe. Dies dürfte auch für die von Collins u.a. [55,56] verwendeten "Abschlüsse" aus Magnetband oder Ferritpulver gelten, und nicht die von diesen Autoren angeführten Gründe haben, wie Leitfähigkeits- oder ferrimagnetische Absorptionsverluste.

ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurden die Eigenschwingungen dünner Schichten magnetisierter Ferrite über einer metallischen Grundplatte untersucht, wobei sowohl einkristalline Dünnschliffe als auch epitaktische Schichten verwendet werden. Dabei war das äußere statische Magnetfeld parallel oder senkrecht zur Ferritschicht, die parallel zur (111)- oder (110)-Ebene lag.

Die Eigenfrequenzen bestimmende Parameter wie Schichtdurchmesser, -dicke und Abstand von der metallischen Grundplatte wurden variiert. Der Vergleich von Theorie und Experiment zeigte, daß die Berechnung der Resonanzfeldstärken bei den hier untersuchten Strukturen mit den Gleichungen der Magnetostatik ohne wesentlichen Fehler erfolgen kann. Kleine Abweichungen konnten zu einem Teil auf die Vernachlässigung elektromagnetischer Ausbreitungsvorgänge, zum anderen Teil auf die Inhomogenität des inneren Gleichfeldes zurückgeführt werden.

Eine starke Unterdrückung höherer Eigenschwingungen wurde beobachtet, wenn die Ferritschicht unmittelbar auf der Grundplatte lag. Dieses Verhalten kann bei der Realisierung von Bauelementen nützlich sein. Die Beobachtung, daß sich die Linienbreite der Eigenschwingungen bei höheren Temperaturen kaum ändert, bietet die Möglichkeit, Bauelemente auf einem gegenüber der Umgebung höheren Temperaturniveau zu stabilisieren. Nichtlineares Verhalten, das sich durch Linienverbreiterung und Resonanzfeldverschiebung bemerkbar macht, trat hier ein, wenn die Amplitude des magnetischen Hochfrequenzfeldes am Probenort 2% der Linienbreite des Ferrits (50 A/m) überschritt. Epitaktische Schichten erwiesen sich einkristallinen Dünnschliffen gegenüber in den hier untersuchten Mikrowelleneigenschaften als durchaus gleichwertig und zeichnen sich darüberhinaus durch geringe Empfindlichkeit gegen mechanische Beanspruchung aus.

Die Untersuchung verschiedener Verfahren zur Bestimmung der Anisotropiekonstante K_1 aus dem an dünnen Schichten gemessenen Spektrum magnetostatischer Eigenschwingungen ergab, daß dies bei äußerem Gleichfeld senkrecht zur Ferritschicht nur möglich ist, wenn in der Schichtebene eine hohe Anisotropie vorliegt. Im

anderen Fall, mit dem äußeren Gleichfeld in der Schichtebene, konnte K_1 unter Berücksichtigung der statischen Entmagnetisierung bestimmt werden. Schließlich wurde ein Verfahren zur Unterdrückung unerwünschter Eigenschwingungen in endlichen Ferritschichten beschrieben, das auf einer Störung des statischen Magnetfeldes im Randbereich der Ferritstruktur beruht und daher keinen Eingriff in diese erfordert.

7. LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Kohlbacher G., Schmitt P.
Bauelemente mit akustischen Oberflächenwellen
Nachrichten-Elektronik 6 (1978), S. 181-187

- [2] Grant P.M., Adam J.D., Collins J.H.
Surface Wave Device Applications in Microwave Communication Systems
IEEE COM - 22 (1974), S. 1410-1419

- [3] Mc Isaac P.R.
Bidirectionality in Gyrotropic Waveguides
IEEE MTT-24 (1976), S. 223-226

- [4] Collins J.H., Pizarelli F.A.
Propagating Magnetic Waves in Thick Films. A Complementary
Technology to Surface Waves Acoustics
Int. J. Electronics 34 (1973), S. 319-351

- [5] Bongianini W.L.
X-Band Signal Processing Using Magnetic Waves
The Microwave Journal Jan. 1974, S. 49

- [6] Merry J.B., Sethares J.C.
Low Loss Magnetostatic Surface Waves at Frequencies up to 15 GHz
IEEE MAG-9 (1973), S. 527-529

- [7] Owens J.M., Smith C.V., Lee J. u. S., Collins J.H.
Magnetostatic Wave Propagation Through Periodic Metallic Gratings
IEEE MAG-14 (1978), S. 820-825

- [8] Adam J.D., Collins J.H.
Microwave Magnetostatic Delay Devices Based on Epitaxial Yttrium
Iron Garnet
Proc. IEEE-64 (1976), S. 794-800

- [9] Tolksdorf, W.
Preparation and Imperfections of Magnetic Materials with Garnet Structure. Physics of Magnetic Garnets
North-Holland Publ. Comp. 1978, S. 521-539

- [10] Tolksdorf W.
Groth and Properties of Garnet Films For Storage Application
IEEE MAG-11 (1975), S. 1074-1078

- [11] Tolksdorf W., Bartels G., Holst P.
Dependence of Lattice Parameter on Composition in Substituted Yttrium Iron Garnet Epitaxial Layers
Journal of Crystal Groth 26 (1974), S. 112-126

- [12] Sparks M.
Magnetostatic Modes in an Infinite Circular Disk
Solid State Comm. 8 (1970), S. 731-733

- [13] Ikuzawa Y., Abe K.
Resonant Modes of Magnetostatic Waves in a Normally Magnetised Disk
J. Appl. Phys. 49 (1978), S. 3001-3007

- [14] White R.L.
Spin Waves and Magnetostatic Modes
J. Appl. Phys. 31 (1960), S. 86S-94S

- [15] Sparks M.
Ferromagnetic Resonance in Thin Films. 1. Theory of Normal-Mode Frequencies
Phys. Rev. 89 (1970), S. 3831-3856

- [16] Auld B.A.
Walker Modes in Large Ferrite Samples
J. Appl. Phys. 31 (1960), S. 1642-1647

- [17] Hansen P.
Magnetic Anisotropy and Magnetostriction in Garnets. Physics of Magnetic Garnets,
North-Holland Publ. Comp. 1978, S. 56-134

- [18] Vittoria C., Lesshoff H., Wilsey N.D.
Induced In-Plane Anisotropy in YIG-Films
IEEE-MAG-8 (1972), S. 273-275
- [19] Vittoria C., Wilsey N.D.
Magnetostatic Wave Propagation Losses in an Anisotropic Insulator
J. Appl. Phys. 45 (1974), S. 414-420
- [20] Krupicka S.
Physik der Ferrite und verwandten magnetischen Oxide
F. Vieweg, Braunschweig 1973
- [21] Smit J., Wijn H.P.J.
Ferrite
Philips Technische Bibliotheek 1962
- [22] Morrish A.H.
The Physical Principles of Magnetism
J. Wiley and Sons, New York, London 1965
- [23] Vittoria C., Bailey G.C., Barker R.C., Jelon A.
Ferromagnetic Resonance Field and Linewidth in an Anisotropic
Magnetic Metallic Medium
Phys. Rev. B7 (1973), S. 2112-2121
- [24] Kittel C.
On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption
Phys. Rev. 73 (1948), S. 155
- [25] Bolle, D.M., Lewin L.
On the Definitions of Parameters in Ferrite Electromagnetic
Wave Interactions
IEEE-MTT (1973), S. 118
- [26] Walker L.R.
Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance
Phys. Rev. 105 (1957), S. 390-399

- [27] Damon R.W., Eshbach J.R.
Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab
J. Phys. Chem. Solids 19 (1961), S. 308-320
- [28] Damon R.W., van de Vaart H.
Propagation of Magnetostatic Spin Waves at Microwave Frequencies
in a Normally Magnetized Disk
J. Appl. Phys. 36 (1965), S. 3453-3459
- [29] Schneider B.
Effect of Crystalline Anisotropy on the Magnetostatic Spin Wave
Modes in Ferromagnetic Plates, 1. Theoretical Discussion for Infinite
Plates
Phys. Stat. Sol. (b) 51 (1972), S. 325-338
- [30] Schneider B.
Effect of Crystalline Anisotropy on the Magnetostatic Spin Wave
Modes in Ferromagnetic Plates, 2. Results for Finite Plates
Phys. Stat. Sol. (b) 66 (1974), S. 99-106
- [31] Severin H.
Leitungen für Oberflächenwellen im Höchstfrequenzgebiet
I. Die verschiedenen Leitungsformen
Philips Techn. Rundschau 26 (1965), S. 24-32
- [32] Jackson J.D.
Classical Electrodynamics
John Wiley - New York 1975
- [33] Iida S.
The Difference between Gilbert's and Landau - Lifschitz's Equations
J. Chem. Solids 24 (1963), S. 625-630
- [34] Lax B., Button K.J.
Microwave Ferrites and Ferrimagnetics
McGraw-Hill New York 1962

- [35] Siweris H.J.
Dispersion und Absorption von Oberflächenwellen auf Epitaxial-YIG-Filmen
Studienarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik
der Ruhr-Universität Bochum 1978
- [36] Pease R.L.
On the Propagation of Surface Waves Over an Infinite Grounded Ferrite Slab
IRE AP-6 (1958), S.13-20
- [37] Ribbens W.B.
Effect of Electromagnetic Propagation on the Magnetostatic Modes
J. Appl. Phys. 34 (1963), S. 2639-2645
- [38] Artmann J.O.
Effects of Size on the Microwave Properties of Ferrite Rods, Disks and Spheres
J. Appl. Phys. 28 (1957), S. 92-98
- [39] Mercereau J.E.
Ferromagnetic Resonance g-Factor to Order $(kR)^2$
J. Appl. Phys. S30 (1959), S. 184S-185S
- [40] Sawado E., Ogasawara N.
Validity of Magnetostatic Approximations in Transversely Magnetized Ferromagnetic Rectangular Rod and its Applications to Magnetostatic Analogue Phase Corrector
IECE E60 (1977), S. 571-572
- [41] Bongianini W.L.
Magnetostatic Propagation in a Dielectric Layered Structure
J. Appl. Phys. 43 (1972), S. 2541-2548
- [42] Poole C.
Electro Spin Resonance
John Wiley - Interscience Publishers New York 1967

- [43] Auge M.
Bestimmung der magnetostatischen Eigenresonanzen dünner Ferrit-
schichten bei statischem Gleichfeld parallel und senkrecht zur
Schicht
Diplomarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik
der Ruhr-Universität Bochum 1978

- [44] Moll N.J.
Coupling of Circuit Structures to Magnetostatic Modes of Ferromagnetic
Resonators
IEEE MTT-25 (1977), S. 933-938

- [45] Bormann S., Schönecker A., Haubenreisser W.
Magnetostatic Mode Pattern and Mode Spectrum Analysis in
Finite Ferromagnetic Circular Disks
Phys. Stat. Sol. (a) 11 (1972), S. 207-217

- [46] Schönecker A., Bormann S., Haubenreisser W.
Magnetostatic Modes in Finite Ferromagnetic Disks in Perpendicular
Resonance
Phys. Stat. Sol. (a) 22 (1974), S. 53-63

- [47] Marysko M., Nitsch K., Simsova J.
Ferromagnetic Resonance in a Gallium Substituted Garnet Film
Czech. J. Phys. B28 (1978), S. 343-352

- [48] Yukawa T., Ikonoue J.
Effects of Metal on Dispersion Relations of Magnetostatic
Volume Waves
J. Appl. Phys. 49 (1978), S. 376-382

- [49] Hoekstra B., Doveren v.F.
Magnetostriktion of Epitaxial La,Ga - YIG Films Measured by
Microwave Resonance
Appl. Phys. 12 (1977), S. 261-263

- [50] Dionne G.F.
Ferrimagnetic Resonance Measurement of the λ_{111} Magnetostriction
Constant with the Magnetic Field along a [111] Axis
J. Appl. Phys. 41 (1970), S. 2264-2265

- [51] Sethares J., Cave P.
Microwave Magnetics and SAW Devices
Microwave Journal 4 (1979), S. 18

- [52] Herbaugh R.E.
Passive Components, Technology Review
Microwaves 4 (1979), S. 39

- [53] Microwave Theory and Techniques - Symposium SAW'D in Half
Microwave System News 4 (1979), S. 55

- [54] Owens J.M., Smith C.V.J.
Beyond SAW Filters: Magnetostatic Show Promise
Microwave System News 6 (1979), S. 44-48

- [55] Collins J.H., Hastie D.M., Owens J.M., Smith C.V.
Magnetostatic Wave Terminations
J. Appl. Phys. 49 (1978), S. 1800-1802

- [56] Collins J.H., Hastie D.M., Owens J.M., Smith C.V.
Matched Loads for Magnetostatic Wave Delay Lines
Wave Electronics 3 (1978), S. 201-206

8. ANHANG

8.1	Verlustbehaftete Schichten; Phasen- und Dämpfungskonstante.	80
8.2	Die Berücksichtigung elektromagnetischer Ausbreitungsvorgänge; Magnetostatische und elektromagnetische Dispersionsbeziehung	81
8.3	Bezeichnung und Abmessung der Ferritschichten	83
8.4	Das Eigenschwingungsspektrum in Abhängigkeit von den Abmessungen der Schichten. Vergleich: Theorie - Experiment	86
8.5	Das Verhalten bei höheren Leistungen	92
8.6	Temperatureinfluß	95
8.7	Messung der Anisotropiekonstante	101

8.1 Verlustbehaftete Schichten; Phasen und Dämpfungskonstante

Die Bestimmungsgleichungen für die Phasenkonstante k_z' und die Dämpfungskonstante k_z'' lauten ($t_3 \rightarrow \infty$, $k_y = 0$):

$$\begin{aligned} e^{-k_z' d} [A_1 \cos(k_z'' d) - B_1 \sin(k_z'' d)] - \\ e^{+k_z' d} [A_2 \cos(k_z'' d) + B_2 \sin(k_z'' d)] &= 0 \end{aligned} \quad (A1)$$

und

$$\begin{aligned} e^{-k_z' d} [B_1 \cos(k_z'' d) - A_1 \sin(k_z'' d)] - \\ e^{+k_z' d} [B_2 \cos(k_z'' d) - A_2 \sin(k_z'' d)] &= 0 \end{aligned} \quad (A2)$$

mit den Abkürzungen

$$A_1 = R(u_2 - 1) + u_1(u_2 - 1) - v_2 I - v_1 v_2$$

$$B_1 = I(u_2 - 1) + v_1(u_2 - 1) + v_2 R + u_1 v_2$$

$$A_2 = R(u_1 - 1) + u_2(u_1 - 1) - v_1 I - v_1 v_2$$

$$B_2 = I(u_1 - 1) + v_2(u_1 - 1) + v_1 R + u_2 v_1$$

$$R = \frac{\sinh(2k_z' \cdot t_1)}{N_1}, \quad I = \frac{\sin(2k_z'' \cdot t_1)}{N_1}$$

$$N_1 = \cosh(2k_z' \cdot t_1) + \cos(2k_z'' \cdot t_1)$$

$$u_1 = \frac{1}{a} (-a - \omega_0 \omega_m - s \omega \omega_m)$$

$$u_2 = \frac{1}{a} (a + \omega_0 \omega_m - s \omega \omega_m)$$

$$v_1 = \frac{1}{a^2} [\alpha \omega \omega_m (\omega_0^2 + \omega^2 + 2s \omega \omega_0)]$$

$$v_2 = \frac{1}{a^2} [-\alpha \omega \omega_m (\omega_0^2 + \omega^2 - 2s \omega \omega_0)]$$

$$a = \omega_0^2 - \omega^2$$

Für den Spezialfall $t_1 = 0$ erhält man mit $\alpha^2 \ll 1$:

$$k_z' = \frac{1}{2d} \ln \left\{ \frac{\omega_m(\omega_0 + \omega_m - s\omega)}{2(\omega_0^2 - \omega^2) + \omega_m(3\omega_0 + \omega_m - s\omega)} \right\} \quad (A3)$$

$$k_z'' = -\frac{1}{2d} \arctan \left\{ 2\omega \frac{\omega_0(\omega_0 + \omega_m) - \omega^2 - (\omega_0 + \omega_m - s\omega)(2\omega_0 + \omega_m)}{(\omega_0 + \omega_m - s\omega) [2(\omega_0^2 - \omega^2) + \omega_m(3\omega_0 + \omega_m - s\omega)]} \right\} \quad (A4)$$

8.2 Die Berücksichtigung elektromagnetischer Ausbreitungsvorgänge; Magnetostatische und elektromagnetische Dispersionsbeziehung

Im folgenden wird für den Spezialfall $t_3 \rightarrow \infty$, $k_y = 0$ und $\vec{H}_a$ in y-Richtung (Abb. 3.4 und 3.5) die aus den vollständigen Maxwellgleichungen gewonnene Dispersionsbeziehung (kurz "elektromagnetische Dispersionsbeziehung" genannt) der magnetostatischen Näherung gegenübergestellt.

Die Dispersionsbeziehungen lauten:

magnetostatisch	elektromagnetisch
$e^{-k_z d}[A'] - e^{+k_z d}[C'] [D'] = 0$	$e^{-k_{xI} d}[A][B] - e^{+k_{xI} d}[C][D] = 0$
$[A'] = \tanh(k_z t_1) + js\mu_{12} - \mu$	$[A] = \frac{k_z}{k_{xI}} \tanh(k_{xI} t_1) + sj\mu_{12} - a\mu$
$[B'] = -1 + js\mu_{12} + \mu$	$[B] = -\frac{k_z}{k_{xIII}} + sj\mu_{12} + b\mu$
$[C'] = \tanh(k_z t_1) + sj\mu_{12} + \mu$	$[C] = \frac{k_z}{k_{xI}} \tanh(k_{xI} t_1) + js\mu_{12} + b\mu$
$[D'] = -1 + js\mu_{12} - \mu$	$[D] = -\frac{k_z}{k_{xIII}} + j\mu_{12}s - a\mu$
	$a = \frac{-k_{xI} k_z + js\mu_{12} k_z^2}{\mu k_z^2 - k_z^2}$
	$b = \frac{-k_{xI} k_z - js\mu_{12} k_z^2}{\mu k_z^2 - k_z^2}$

und den Zusatzbedingungen

$$k_{xI} = k_z$$

$$k_{xI}^2 + k_1^2 - k_z^2 = 0, \quad k_1^2 = k_0^2 \epsilon_{rI}$$

$$k_{xIII} = k_z$$

$$k_{xIII}^2 + k_3^2 - k_x^2 = 0, \quad k_3^2 = k_0^2 \epsilon_{rIII}$$

$$k_{xII} = k_z$$

$$k_{xII}^2 + k_2^2 - \frac{\mu_{12}\mu_{21}}{\mu} k_z^2 = 0$$

8.3 Bezeichnung und Abmessungen der Ferritschichten

YIG - Einkristall-Dünnschliffe, kreisförmig

Spalte 1 ("Bezeichnung") : G i/k

G : Einkristalldünnschliffe

i : Fortlaufende Nummerierung

k : Orientierung der Flächennormalen

1 : [111]

0 : [110]

Spalte 2 ("Ferrit") : Kennzeichnung der Proben durch den Hersteller
Philips-Forschungslaboratorium Hamburg

Bezeichnung	Ferrit	Radius R/mm	Dicke d/ μ m
G 1/1	G 47/3-1	0,97 $\pm$ 0,03	31,4 $\pm$ 0,2
G 2/1	G 47/3-1	0,31 $\pm$ 0,02	62,3 $\pm$ 0,2
G 3/1	G 47/3-1	0,52 $\pm$ 0,03	62,6 $\pm$ 0,3
G 4/1	G 47/3-1	0,97 $\pm$ 0,05	67,7 $\pm$ 1,4
G 5/1	G 47/3-1	0,32 $\pm$ 0,01	104,5 $\pm$ 0,7
G 6/1	G 47/3-1	0,52 $\pm$ 0,01	106,4 $\pm$ 0,5
G 7/1	G 47/3-1	0,97 $\pm$ 0,02	104,0 $\pm$ 0,4
G 8/0	G 47/5-4	0,30 $\pm$ 0,05	35,7 $\pm$ 0,6
G 9/0	G 47/5-4	1,56 $\pm$ 0,04	34,3 $\pm$ 0,2
G10/0	G 47/5-4	0,32 $\pm$ 0,02	62,6 $\pm$ 1,1
G11/0	G 47/5-4	0,54 $\pm$ 0,01	65,8 $\pm$ 1,3
G12/0	G 47/5-4	1,01 $\pm$ 0,01	65,7 $\pm$ 0,3
G13/0	G 47/5-4	1,60 $\pm$ 0,01	61,5 $\pm$ 1,0
G14/0	G 47/5-4	0,31 $\pm$ 0,01	114,0 $\pm$ 2,2
G15/0	G 47/5-4	0,52 $\pm$ 0,01	111,6 $\pm$ 1,7
G16/0	G 47/5-4	1,02 $\pm$ 0,02	108,0 $\pm$ 1,1
G17/0	G 47/5-4	1,60 $\pm$ 0,02	107,5 $\pm$ 0,8

YIG - Einkristall-Dünnschliffe, rechteckig



Kristall	Orientierung	Länge L/mm	Breite l/mm	Dicke d/ μ m
G 47/5-4 A	L [001]	2,95	1,01	58,5
	l [110]			
G 47/5-4 D	L [001]	2,95	1,01	55,0
	l [110]			
G 47/5-4 H	L [110]	3,00	0,97	55,5
	l [001]			

Einkristalline epitaktische YIG-Schichten auf Gadolinium-Gallium Garnet, kreisförmig
Orientierung: Flächennormale parallel [111]

Spalte 1 ("Bezeichnung") : A i/k

A : Epitaktische Schicht

i : Fortlaufende Nummer

k : La Dotierung mit Lanthan

Bi Dotierung mit Wismut

Spalte 2 ("Ferrit") : Kennzeichnung der Proben durch den Hersteller
(Philips Forschungslaboratorium Hamburg)

Bezeichnung	Ferrit	Radius R/mm	Dicke d/ μ m
A 1/-	ALD33/10-3	$0,26 \pm 0,06$	$21,6 \pm 0,3$
A 2/-	ALD33/10-3	$1,00 \pm 0,07$	$19,2 \pm 0,3$
A 3/-	ALD33/10-3	$1,58 \pm 0,06$	$22,7 \pm 0,2$
A 4/-	ALD33/10-4	$0,25 \pm 0,01$	$6,8 \pm 0,1$
A 5/-	ALD33/10-4	$0,48 \pm 0,02$	$7,5 \pm 0,6$
A 6/-	ALD33/10-4	$1,02 \pm 0,01$	$7,6 \pm 0,5$
A 7/-	ALD33/10-4	$1,56 \pm 0,02$	$7,7 \pm 0,8$
A 8/La	ALD33/7-16+La	$0,25 \pm 0,09$	$28,0 \pm 0,3$
A 9/La	ALD33/7-16+La	$0,46 \pm 0,05$	$31,3 \pm 0,6$
A10/La	ALD33/7-16+La	$1,01 \pm 0,02$	$31,9 \pm 0,4$
A11/La	ALD33/7-16+La	$1,53 \pm 0,09$	$27,7 \pm 0,8$
A12/Bi	ALD33/8-24+Bi	$0,30 \pm 0,08$	$74,0 \pm 1,1$
A13/Bi	ALD33/8-24+Bi	$0,48 \pm 0,05$	$74,9 \pm 0,2$
A14/Bi	ALD33/8-24+Bi	$1,01 \pm 0,02$	$77,1 \pm 1,2$
A15/Bi	ALD33/8-24+Bi	$1,60 \pm 0,07$	$73,0 \pm 1,9$

YIG-Einkristalle auf Gadolinium-Gallium-Garnet, rechteckig
Orientierung: Flächennormale parallel [111]

Typ : ALD33/10-3
Länge : L = 16 mm
Breite : l = 3 mm
Dicke : d = 25 μ m

8.4 Das Eigenschwingungsspektrum in Abhängigkeit von den Abmessungen der Schichten. Vergleich: Theorie - Experiment

Abb.8.1	Dünnschliffe	G1/1 bis G7/1	87
Abb.8.2	Epitaktische Schichten	A1/- bis A3/-	88
Abb.8.3	Epitaktische Schichten	A4/- bis A7/-	89
Abb.8.4	Epitaktische Schichten	A8/La bis A11/La	90
Abb.8.5	Epitaktische Schichten	A12/Bi bis A15/Bi	91

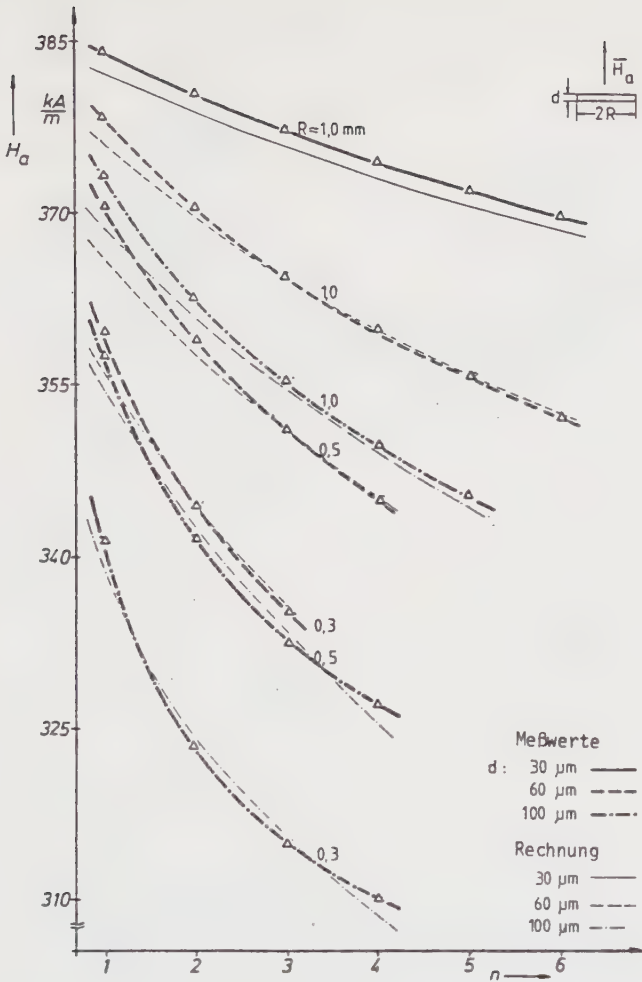


Abb. 8.1 Vergleich der berechneten und gemessenen Resonanzfeldstärken von Dünnschliffen für verschiedene Dicken d und Durchmesser $2R$. Kristalle: G1/1 bis G7/1 (s. Anhang, Abschnitt 2.3)

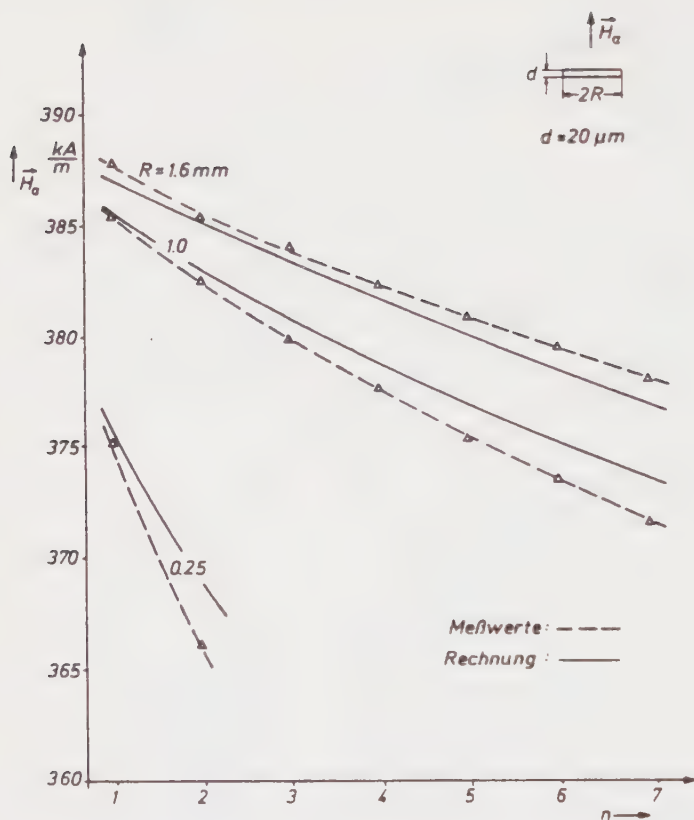


Abb. 8.2 Vergleich der gemessenen und berechneten Resonanzfeldstärken epitaktischer Schichten für verschiedene Durchmesser $2R$. Dicke: $20 \mu\text{m}$. Kristalle: Al/- bis A3/- (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

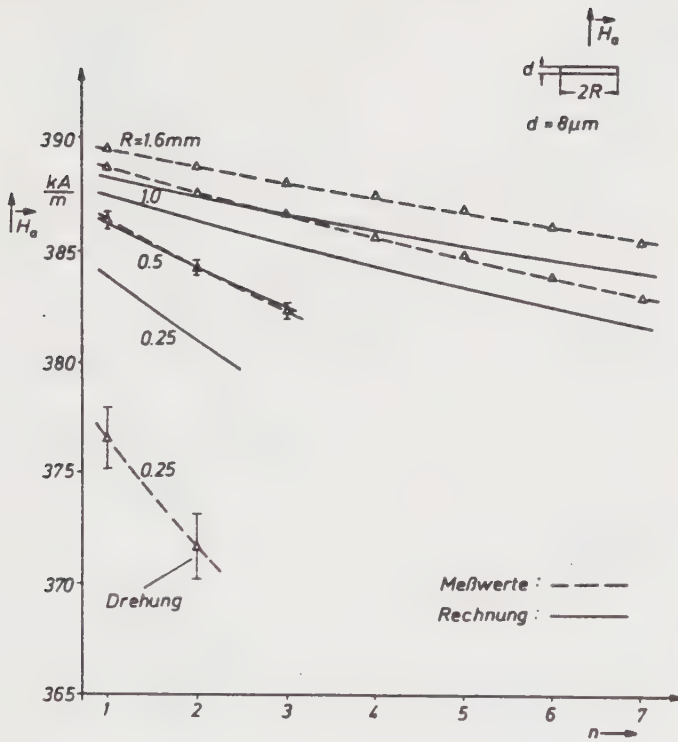


Abb. 8.3 Vergleich der gemessenen und berechneten Resonanzfeldstärken epitaktischer Schichten für verschiedene Durchmesser $2R$. Dicke: $8 \mu\text{m}$. Kristalle: A4/- bis A7/- (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

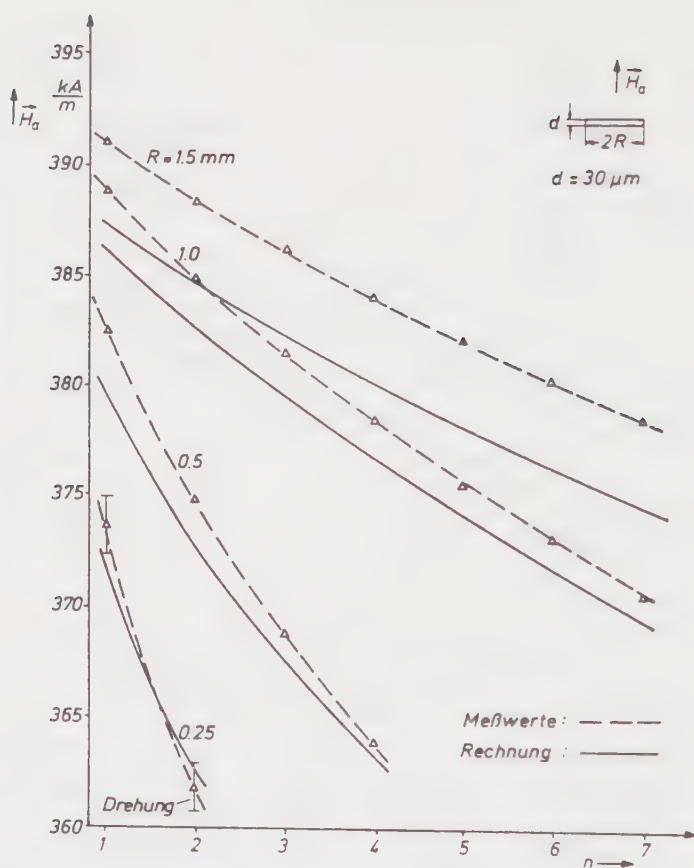


Abb. 8.4 Vergleich der gemessenen und berechneten Resonanzfeldstärken dotierter epitaktischer Schichten für verschiedene Durchmesser $2R$. Dicke: $30 \mu m$.

Kristalle: Al_{0.5}Ga_{0.5}As bis Al_{0.9}Ga_{0.1}As (s. Anhang, Abschnitt 1.1).

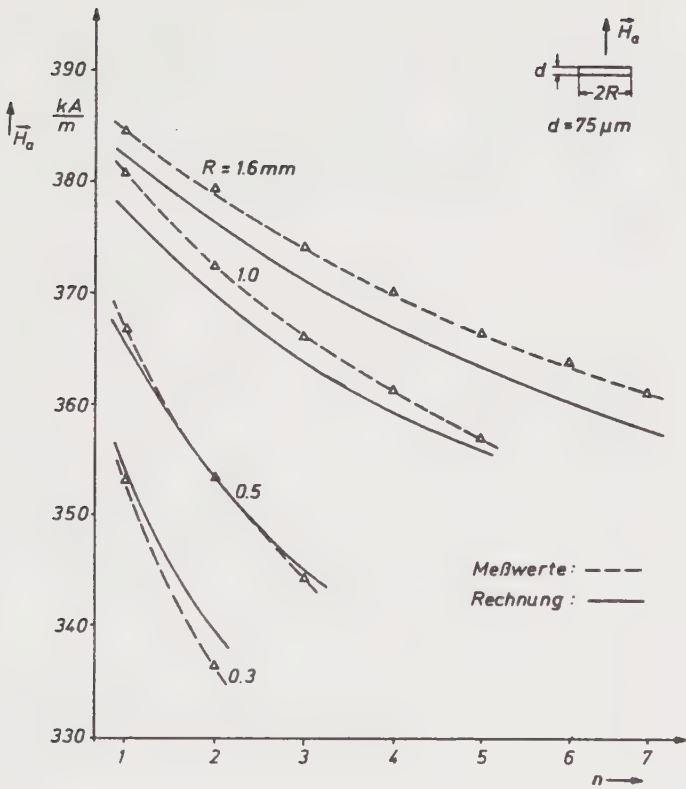


Abb. 8.5 Vergleich der gemessenen und berechneten Resonanzfeldstärken dotierter epitaktischer Schichten für verschiedene Durchmesser $2R$. Dicke: $75 \mu m$.

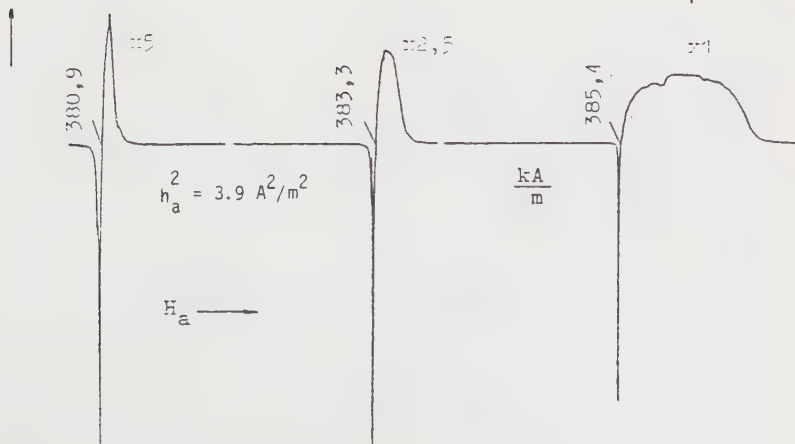
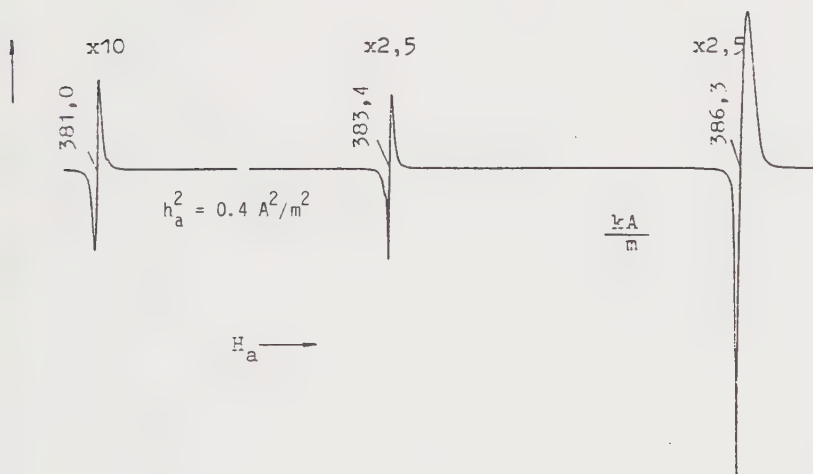
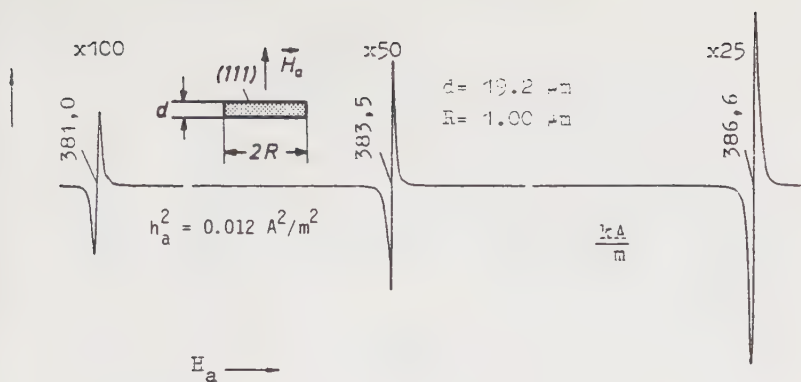
Kristalle: Al₂/Bi bis Al₅/Bi (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

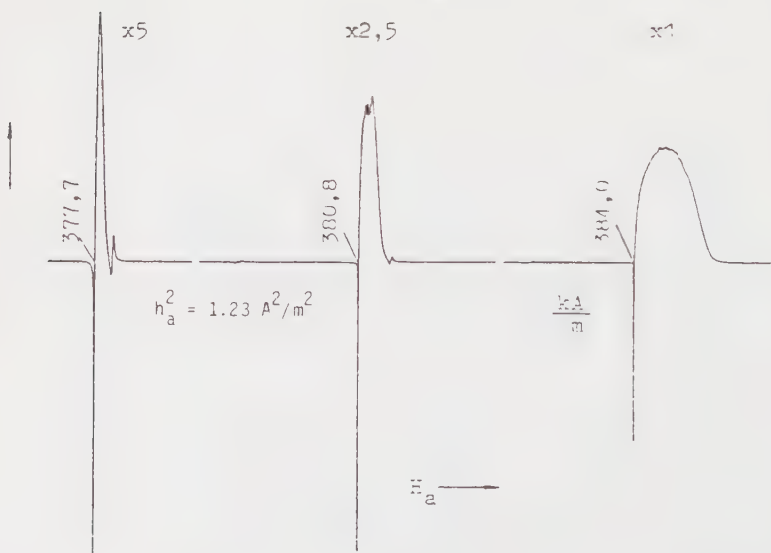
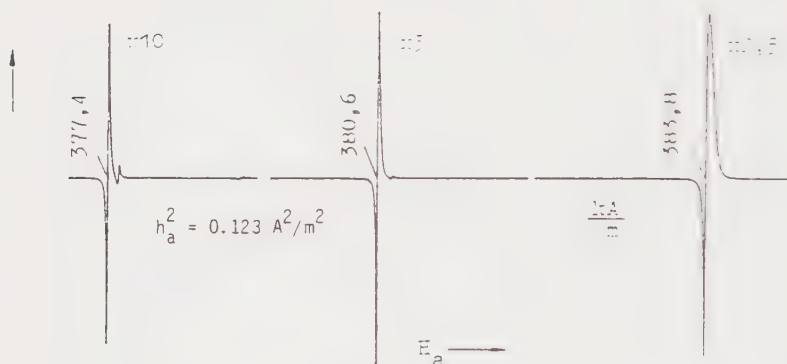
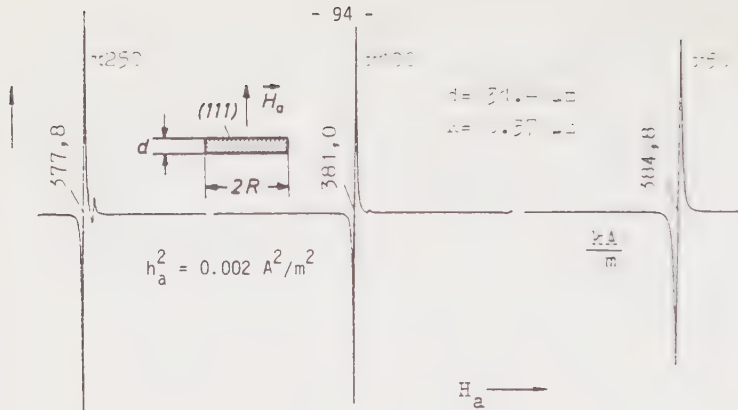
8.5 Verhalten bei höheren Leistungen

Eigenschwingungsspektrum gemessen an

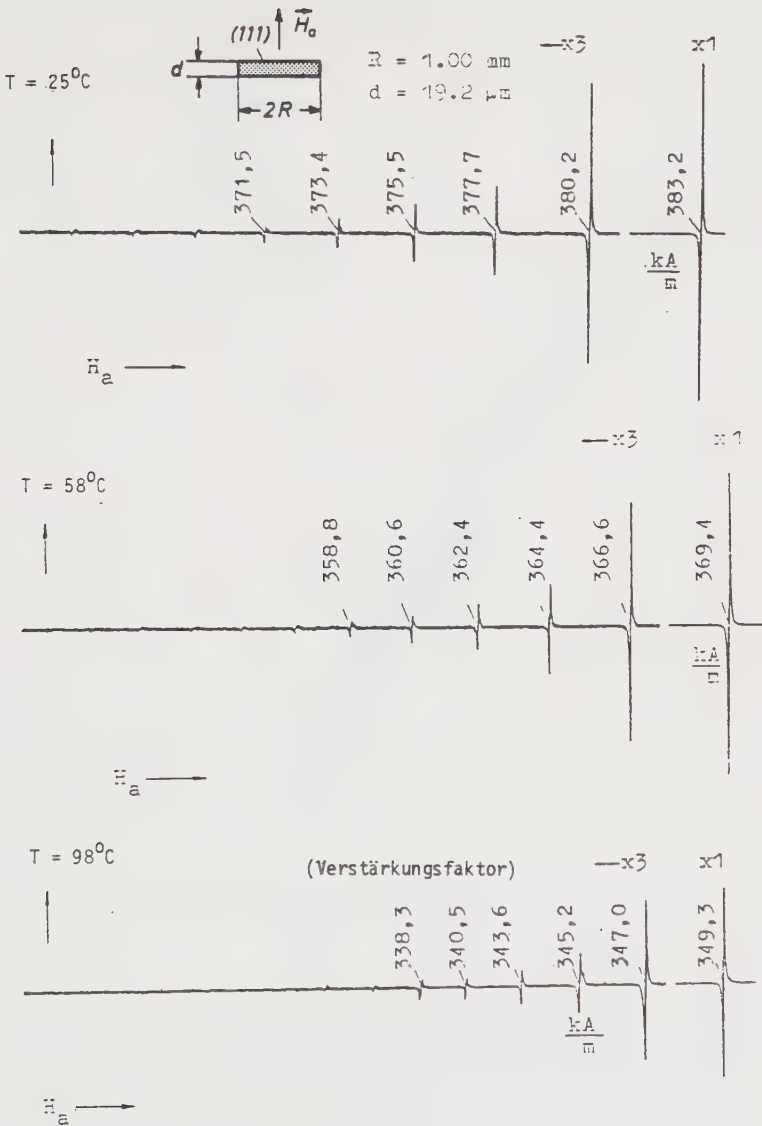
- Dünnschliff G1/1 S. 94
- epitaktischer Schicht S. 93

für verschiedene Stärken des Hochfrequenzfeldes.





8.6 Temperatureinfluß



Eigenschwingungsspektrum der epitaktischen Schicht A2/-
für verschiedene Temperaturen T .

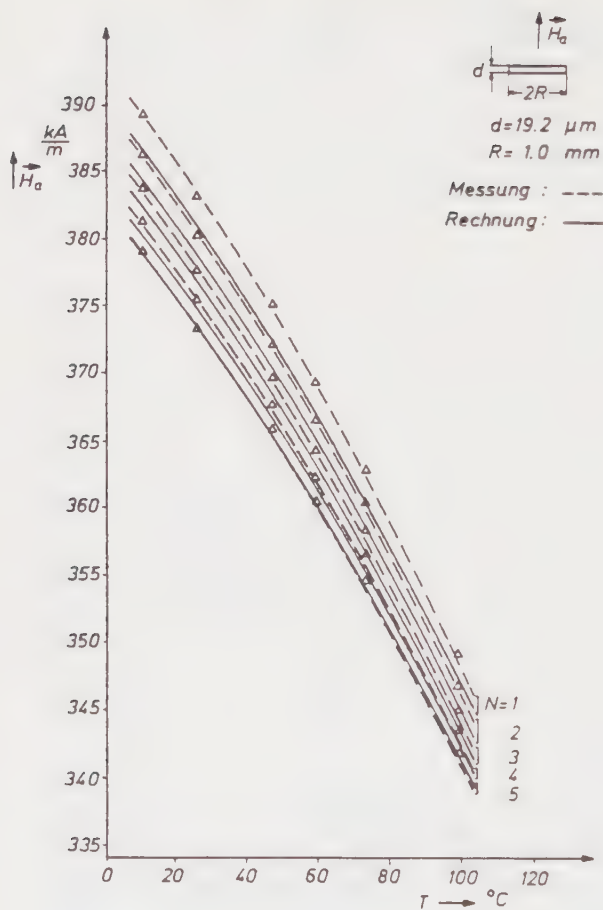
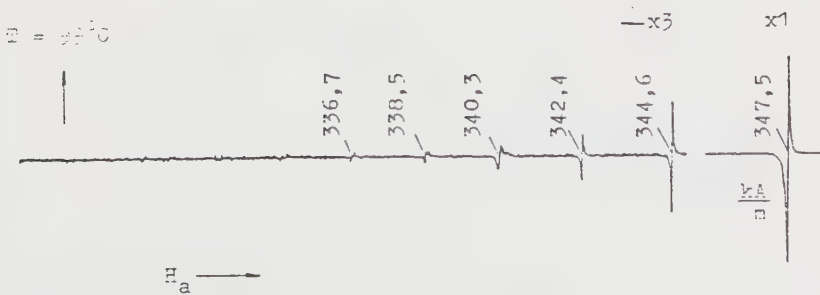
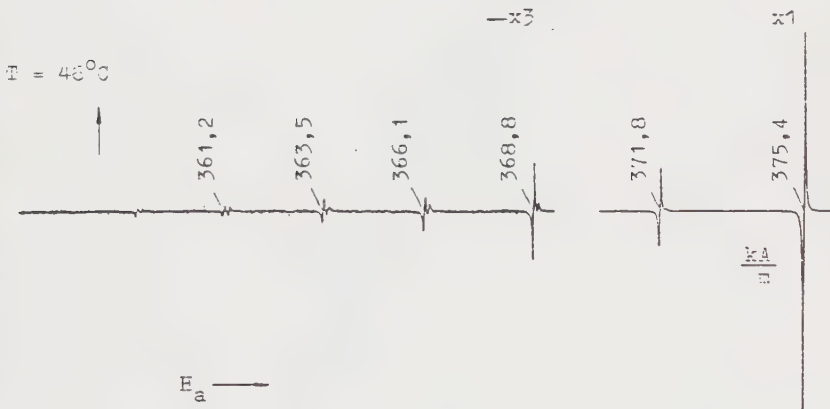
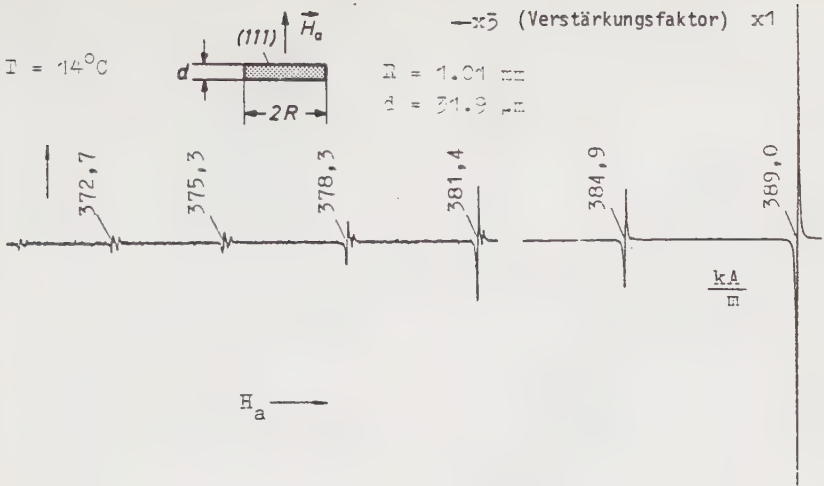


Abb. 8.6 Die Resonanzfeldstärken verschiedener Eigenschwingungen als Funktion der Proben temperatur T .

Kristall: AC_2 - (s. Anhang, Abschnitt 5.)



Eigenschwingungsspektrum der epitaktischen Schicht AlO/La für verschiedene Temperaturen T

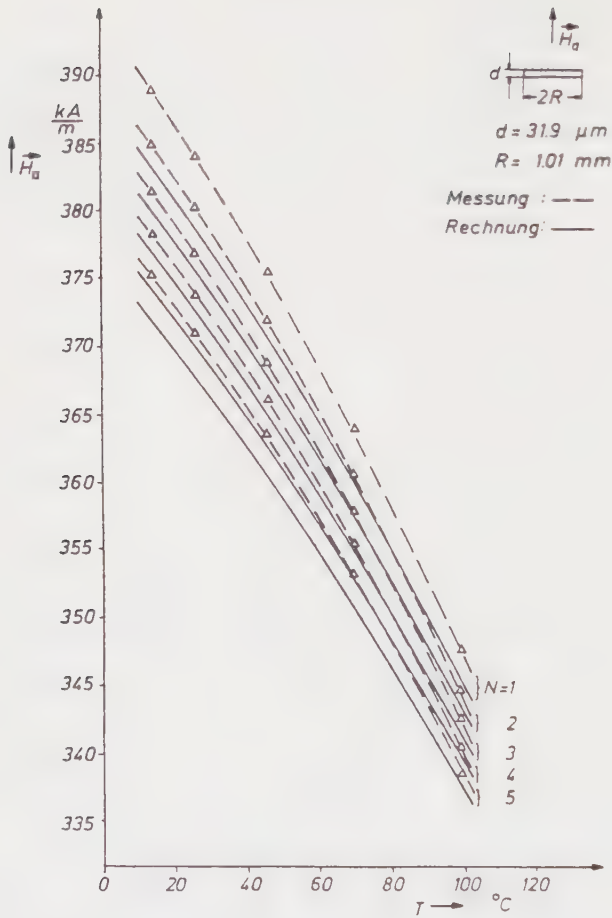
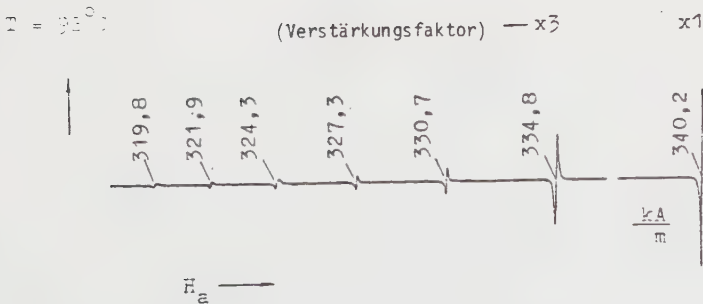
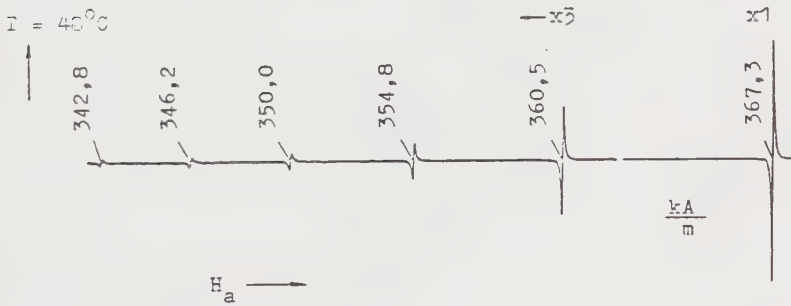
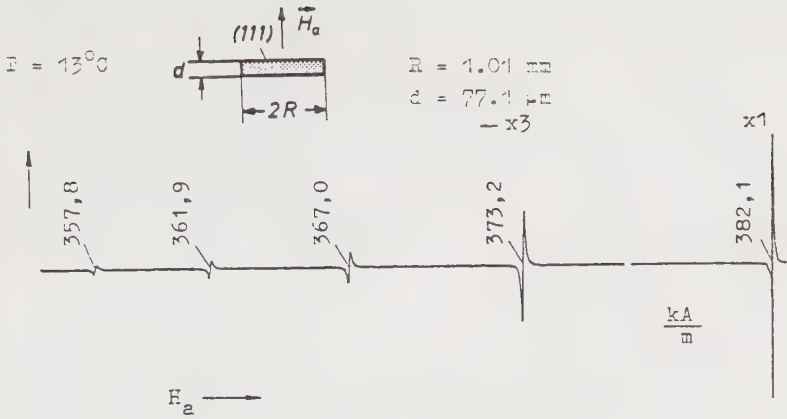


Abb. 8.7 Die Resonanzfeldstärken verschiedener Eigenschwingungen als Funktion der Probentemperatur T .
 Kristall: AlO/La (s. Anhang, Abschnitt 3.)



Eigenschwingungsspektrum der epitaktischen Schicht Al₄/Bi für verschiedene Temperaturen T .

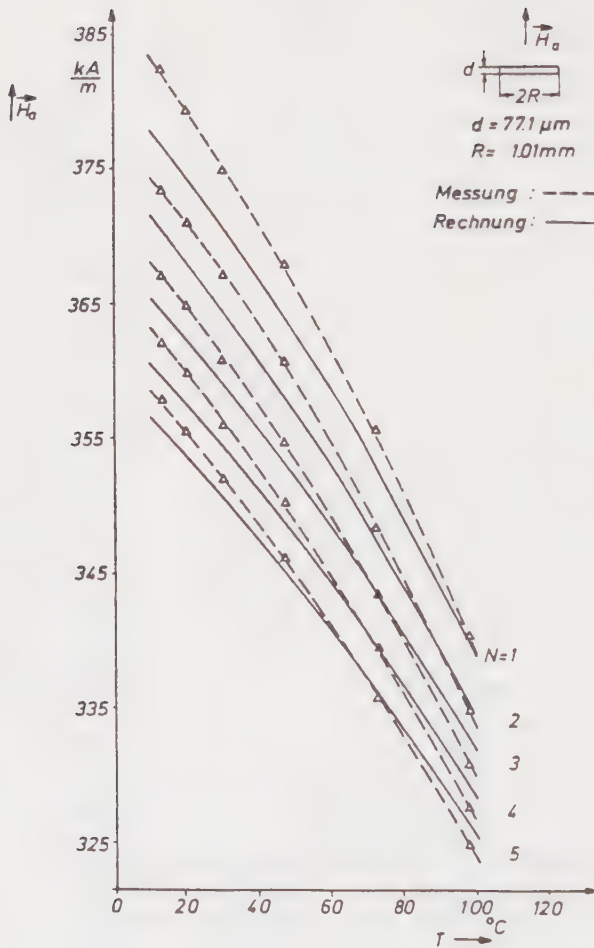


Abb. 8.8 Die Resonanzfeldstärken verschiedener Eigenschwingungen als Funktion der Probentemperatur T .

Kristall: Al4/Bi (s. Anhang, Abschnitt 8.3,

8.7 Messung der Anisotropiekonstante

Seite

A) Äußeres Gleichfeld senkrecht zur Schicht

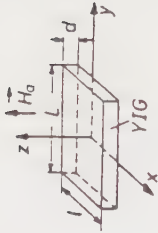
Eigenschwingungsspektren einer rechteckförmigen Schicht;
Mikrowellenfeld h_a parallel zur x-Achse und homogen über
den Probenbereich.

- | | |
|--|-----|
| - Messung, $H_a \perp (110)$, (G47/5-4 D) | 102 |
| - Theorie-Messung (1,n+1) | 103 |
| - Theorie-Messung (m+1,1) | 103 |

B) Äußeres Gleichfeld parallel zur Schicht

Eigenschwingungsspektrum einer rechteckförmigen Schicht;
Mikrowellenfeld h_a senkrecht zum Gleichfeld H_a und
homogen über den Probenbereich.

- | | |
|--|-----|
| - Messung 1, $H_a \parallel [110]$ (G47/5-4 H) | 104 |
| - Messung 2, $H_a \parallel [001]$ (G47/5-4 D) | 105 |
| - Messung 3, $H_a \parallel [110]$ (G47/5-4 A) | 106 |
| - Messung 4, $H_a \parallel [001]$ (G47/5-4 A) | 107 |
| - Theorie-Messung, $H_a \parallel [110]$ (G47/5-4 A) | 108 |
| - Theorie-Messung, $H_a \parallel [001]$ (G47/5-4 A) | |



$$\begin{aligned} f &= 8.85 \text{ GHz} \\ l &= 0.1 \text{ cm} \\ L &= 0.3 \text{ cm} \\ d &= 55 \text{ } \mu\text{m} \end{aligned}$$



Eigenoscillationsspektrum einer rechteckförmigen Schicht bei
äußeren Gleichfeld senkrecht zur Striktur.
Kristall: G47/5-4 D (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

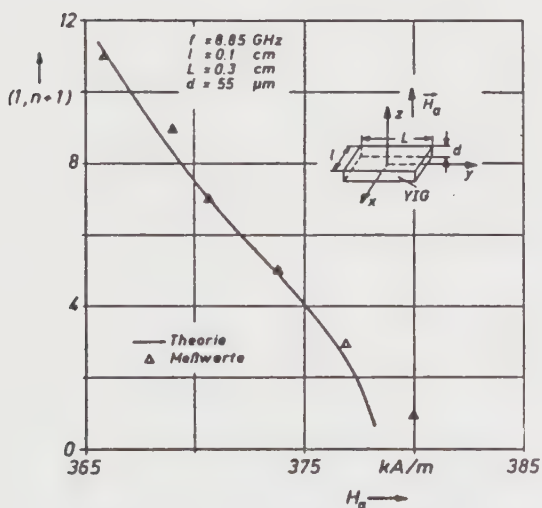
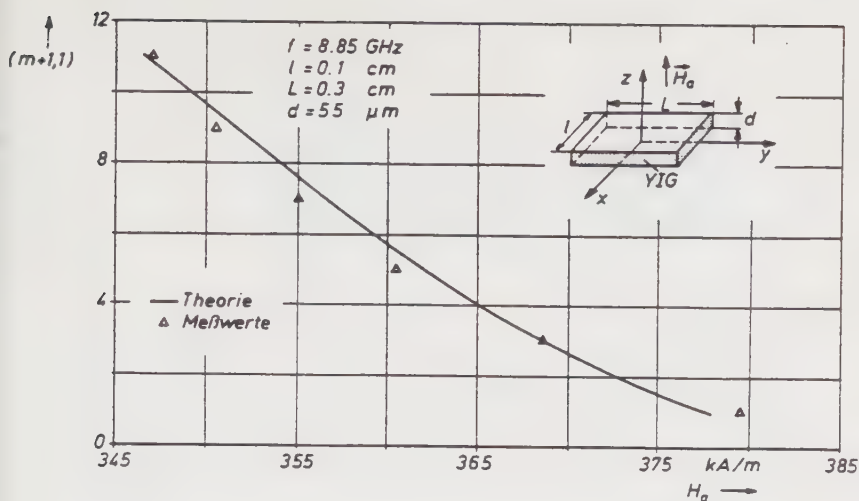
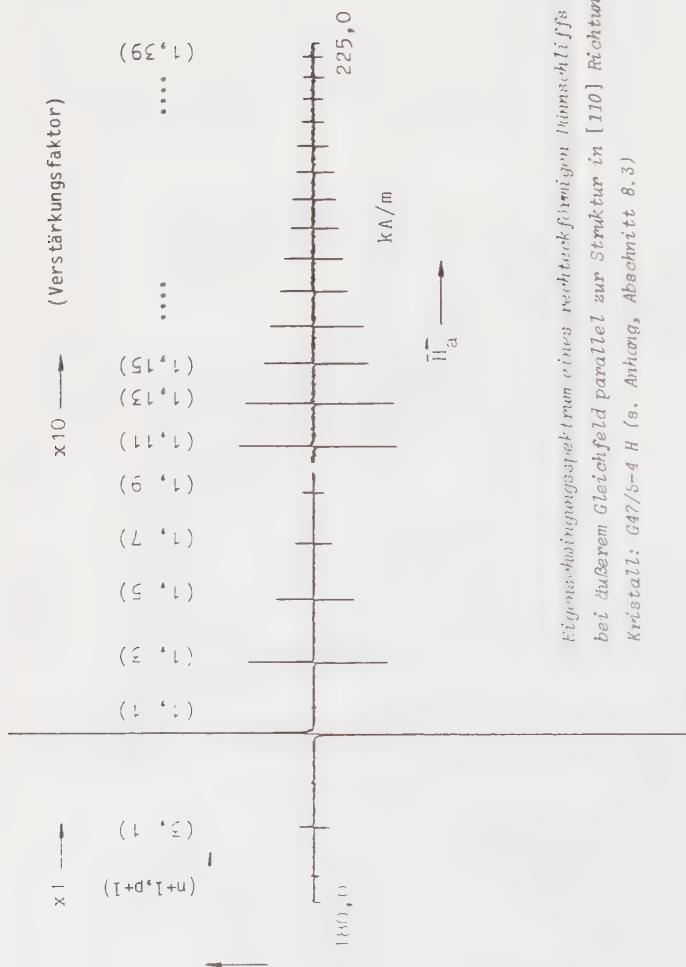
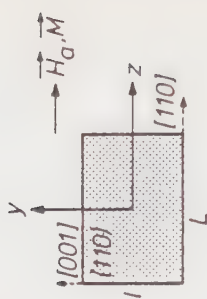


Abb. 8.9 Eigenschwingungsspektrum einer rechteckförmigen Schicht
 bei äußerem Gleichfeld senkrecht zur Struktur.
 Kristall: G47/5-4 D (s. Anhang, Abschnitt 8.3)
 oben: höhere Eigenschwingungen in z -Richtung
 unten: höhere Eigenschwingungen in y -Richtung



Eigenstrahlungsspektrum eines rechteckförmigen Einkristalls bei äußerem Gleichfeld parallel zur Struktur in $[110]$ Richtung. Kristall: G47/b-4 H (s. Anhang, Abschnitt 8.3)



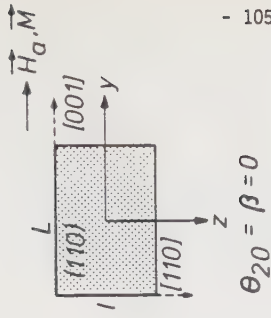
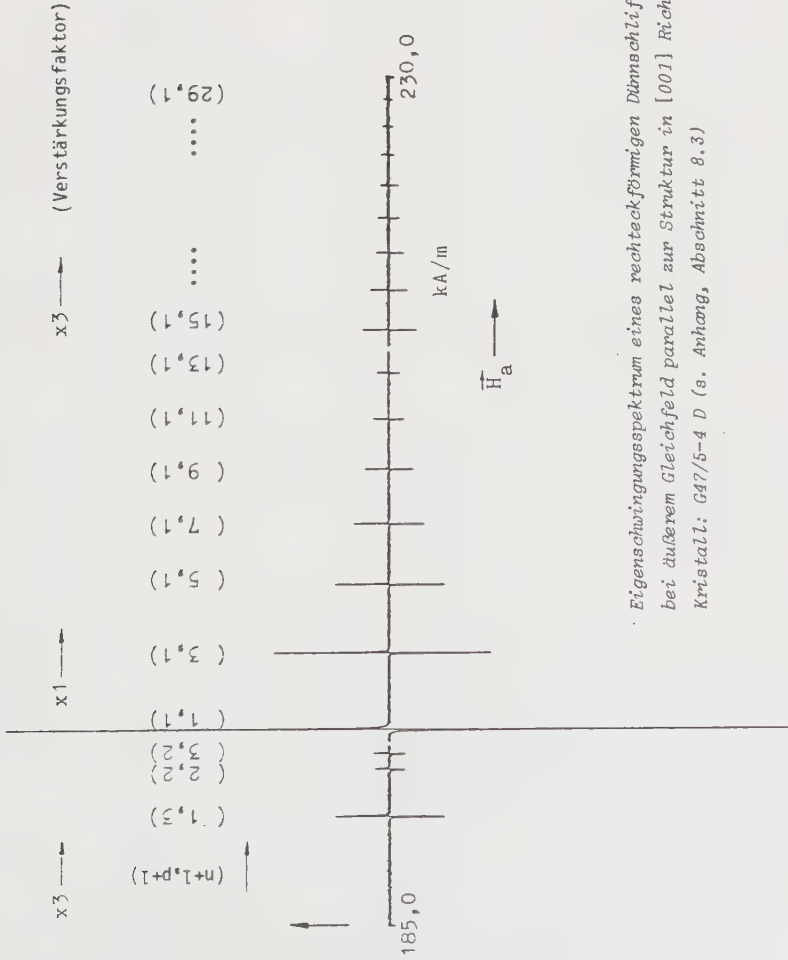
$$\theta_{20} = \beta = \frac{\pi}{2}$$

$$f = 8.85 \text{ GHz}$$

$$\lambda = 0.097 \text{ cm}$$

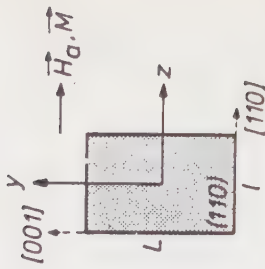
$$L = 0.3 \text{ cm}$$

$$d = 55 \mu\text{m}$$



$f = 8.85 \text{ GHz}$
 $L = 0.1 \text{ cm}$
 $L = 0.3 \text{ cm}$
 $d = 55 \mu\text{m}$

Eigenschwingungsspektrum eines rechteckförmigen Dünnschliffs
 bei äußerem Gleichfeld parallel zur Struktur in $[001]$ Richtung.
 Kristall: G47/5-4 D (s. Anhang, Abschnitt 8.3)



$$\theta_{20} = \beta = \frac{\pi}{2}$$

$$f = 8.85 \text{ GHz}$$

$$L = 0.1 \text{ cm}$$

$$l = 0.3 \text{ cm}$$

$$d = 58 \mu\text{m}$$

(1, 13)

(1, 11)

(1, 9)

(3, 7)
(1, 7)

(3, 5)
(1, 5)

(1, 3)

(3, 3)

(5, 3)

(1, 1)

(3, 1)

(5, 1)

(7, 1)

(9, 1)

(11, 1)

(n+1, p+1)

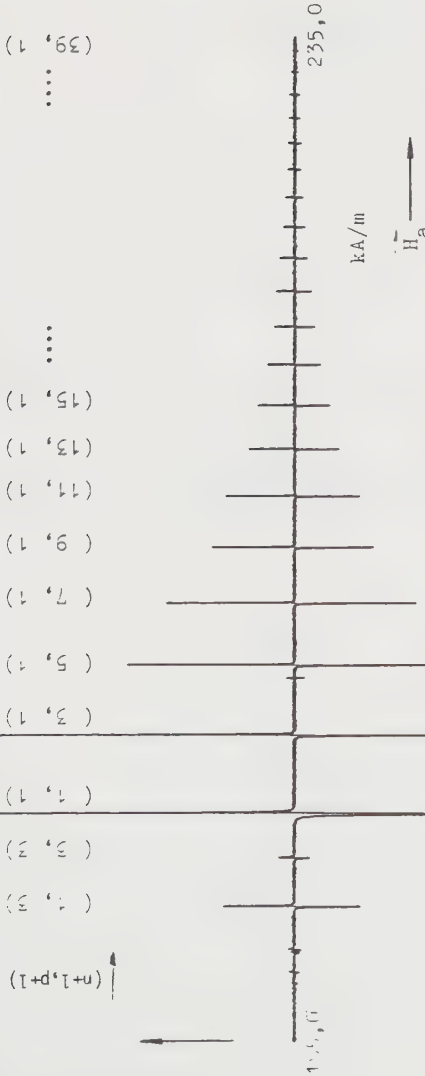
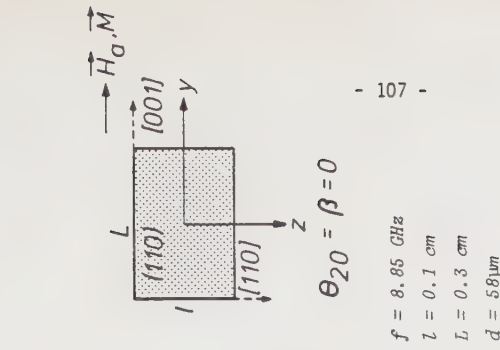
255,0

kA/m

$\vec{H}_a$

Figenschwingungsspektrum eines rechteckförmigen Dünnschliffs bei äußerem Gleichfeld parallel zur Struktur in $[110]$ Richtung.
Kristall: G47/S-4 A (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

185,0



Eigenschwingungsspektrum eines rechteckförmigen Dünnschliffs bei äußerem Gleichfeld parallel zur Struktur in [001] Richtung.
 Kristall: G47/5-4 A (s. Anhang, Abschnitt 8.3)

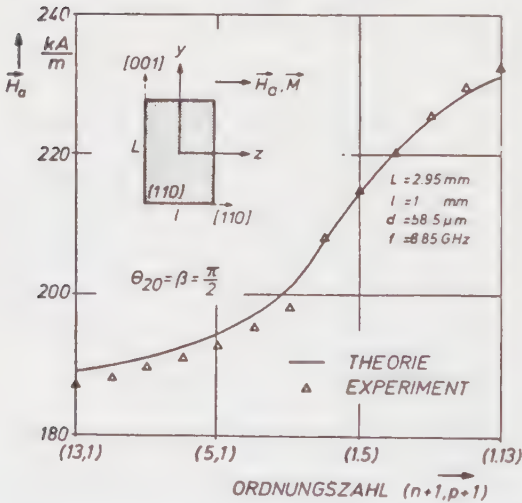
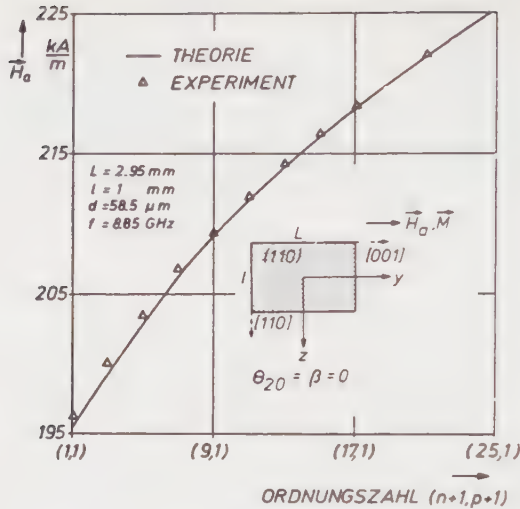


Abb. 8.10 Eigenschwingungsspektrum eines rechteckförmigen
 Dünnschliffs bei äußerem Gleichfeld parallel zur Struktur.
 Kristall: G47/5-4 A (s. Anhang, Abschnitt 8.3)
 oben: $\vec{H}_a$ parallel $[001]$ unten: $\vec{H}_a$ parallel $[110]$

Die vorliegenden Untersuchungen entstanden während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum. Einige Ergebnisse von Diplom- oder Studienarbeiten der Herren M. Auge, H.J. Siweris und G. Spundflasche, bei deren Betreuung ich mitwirkte, sind in der vorliegenden Arbeit verwendet worden.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Hans Severin für die Aufgabenstellung und das stete Interesse, das er dem Fortgang dieser Arbeit entgegenbrachte.

Herrn Dr. Tolksdorf und Mitarbeitern vom Philips Forschungslaboratorium Hamburg danke ich für die Herstellung und Bearbeitung der Ferritproben.

Lebenslauf

Personalien	Name	Werner Faber
	Geburtsdatum	24.9.1948
	Geburtsort	Roth / Kreis Daun
Schulbildung	Volksschule Roth	1955 - 1959
	St. Josef Kolleg Biesdorf /	
	Kreis Bitburg	1959 - 1962
	Staatl. Regino Gymnasium Prüm	1962 - 1967
	Reifeprüfung	19.6.1967
Wehrdienst	Fürstenfeldbruck, Sobernheim und München	1967 - 1969
Studium	Physik / RWTH Aachen	WS 1969 - SS 1975
	Hauptdiplom	30.6.1975
Berufstätigkeit	Wissenschaftlicher Assistent am Institut für Hoch- und Höchst- frequenztechnik der Ruhr-Universi- tät Bochum	seit dem 1.8.1975

FOTODRUCK J. MAINZ — Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen